

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Yves BALLU

PREMIERE THESE

ETUDE ET REALISATION D'UNE SOURCE D'ELECTRONS LENTS MONOCINETIQUES

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

Soutenues le 28 juin 1968, devant la Commission d'Examen

M. GRIVET Président

MM. SLODZIAN
SEPTIER
DEGRAS
PERESSE
Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Yves BALLU

PREMIERE THESE

ETUDE ET REALISATION D'UNE SOURCE D'ELECTRONS LENTS MONOCINETIQUES

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

Soutenues le 28 juin 1968, devant la Commission d'Examen

M. GRIVET Président

MM. SLODZIAN
SEPTIER
DEGRAS Examineurs
PERESSE



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554022_0032

- REMERCIEMENTS -

Au début de cet ouvrage, il m'est particulièrement agréable de remercier :

- Monsieur le Professeur GRIVET qui a bien voulu accepter la présidence du jury d'examen.
- Monsieur SLODZIAN, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences d'Orsay pour l'intérêt qu'il a bien voulu manifester pour mon travail malgré le peu de temps dont il disposait.
- Monsieur SEPTIER, Directeur Scientifique au CNRS, dont les conseils éclairés m'ont été précieux tout au long de ce travail.
- Monsieur DEGRAS, Chef de la Section d'Etudes des Interactions Gaz-Solides au CEN Saclay, pour m'avoir enseigné avec beaucoup de patience mon métier de chercheur.
- Monsieur PERESSE, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Brest à qui je dois de fructueux conseils.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à ceux qui m'ont aidé dans la réalisation de ce travail :

- Monsieur WINTER, Chef des Services de Physique Appliquée au CEN Saclay, pour les grandes facilités matérielles dont j'ai disposé.
- Monsieur MANUS, Chef du Service de Physique des Interactions Electroniques au CEN Saclay, dont l'intérêt pour mes travaux a été un encouragement précieux.
- Monsieur BOIZIAU qui fut mon interprète auprès de l'ordinateur et dont l'assistance est très souvent allée bien au-delà de la simple programmation.
- Messieurs ARMAND, LECANTE, LEVENSON, SCHRAM et toute l'équipe de la Section d'Etudes des Interactions Gaz-Solides dont j'ai profité de l'expérience scientifique au cours de nombreuses discussions.

Je dois remercier très vivement Madame BARRIERE qui a tapé le manuscrit de cette thèse avec autant de talent que de gentillesse et Monsieur ROUSSEAU a qui je dois une assistance technique aussi experte que dévouée.

- CHAPITRE I -

I. 1 - Intérêt des analyseurs à électrons lents

Les sources d'électrons lents à haute définition présentent un grand intérêt pour la détermination des états excités d'atomes, de molécules et d'ions, ainsi que pour l'étude des sections efficaces et des résonances à basse énergie / 1 /, / 2 / ... / 11 /.

Une autre utilisation possible, récemment illustrée dans un travail de PROPST et PIPER / 12 / est l'étude des états de vibration des molécules adsorbées à la surface d'un solide.

L'appareil qui fait l'objet de cet exposé a été conçu en vue de répéter dans un premier temps les expériences déjà réalisées en phase gazeuse, puis d'aborder, dans une phase ultérieure les phénomènes de surface pour l'étude desquels le bombardement par faisceau électronique monocinétique est un puissant moyen d'investigation.

On caractérise habituellement le monochromatisme d'un faisceau électronique par la largeur à mi-hauteur ou "largeur de bande" de sa distribution énergétique figure 1.

Pour les électrons issus du filament, cette grandeur est exprimée en fonction de la température par la relation suivante :

$$E = \frac{4,54 T}{11\,600} \text{ en eV}$$

T étant la température absolue de la cathode émettrice. Même avec des cathodes à oxyde - qui travaillent à plus basse température - il est difficile d'obtenir des valeurs inférieures à 0,25 eV en dispersion, ce qui est presque 10 fois plus grand que kT à la température ambiante.

Dès lors, il apparaît nécessaire de "filtrer" le faisceau électronique, et l'utilisation d'un dispositif dispersif se présente alors comme une solution logique.

I. 2 - Revue des différents appareils de filtrage-analyse des électrons

Les difficultés que pose l'obtention d'un champ magnétique uniforme et limité dans l'espace nous ont conduit à rejeter à priori les analyseurs de type magnétique. Citons cependant pour mémoire l'analyseur mixte réalisé chez CASTAING / 3 / et les analyseurs du type "filtre de Wien" à champ électrique et magnétique croisés dont un exemplaire a été réalisé par LEGLER en 1962 / 14 /.

Ces analyseurs n'ont pas été considérés dans le cadre de cette étude.

Les autres types de filtre à champ purement électrostatique peuvent être classés en fonction de leur configuration de champ :

- Filtre électrostatique à symétrie sphérique
- Filtre électrostatique à symétrie cylindrique
- Filtre électrostatique à symétrie plane

Les critères d'appréciation de ces appareils sont essentiellement :

- La résolution : caractérisée par la largeur ΔE définie plus haut.
- La transmission que l'on caractérise en général par l'angle solide sous lequel un point source à l'entrée voit l'orifice de sortie de l'appareil.

I. 2. 1 - Les analyseurs à symétrie sphérique

I. 2. 1. 1 - Calculs

La première réalisation et les premiers calculs ont été conduits par PURCELL /15 /.

L'équation de la trajectoire est donnée par, figure 2 :

$$r'' - r \varphi'^2 = - \frac{e}{m} E \quad (I. 1)$$

avec

- r : rayon de la trajectoire
- φ : angle azimuthal
- E : champ électrique radial.

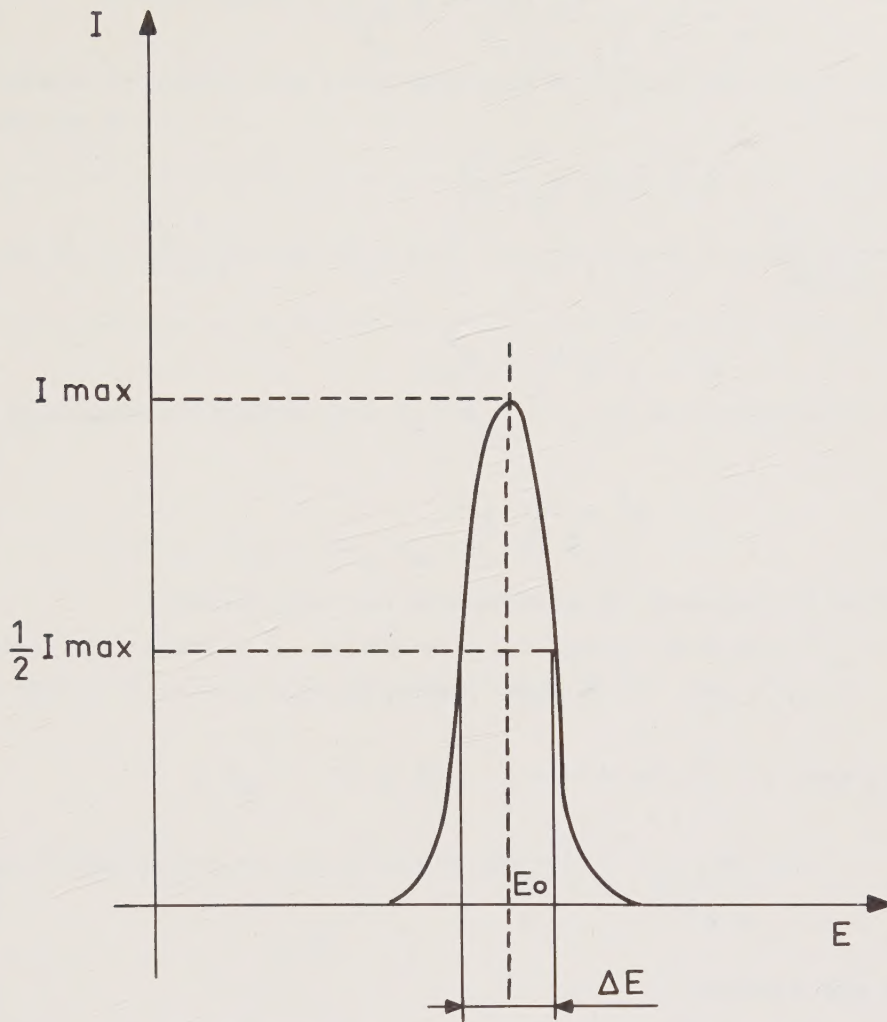


Figure 1 - Définition de la largeur de bande

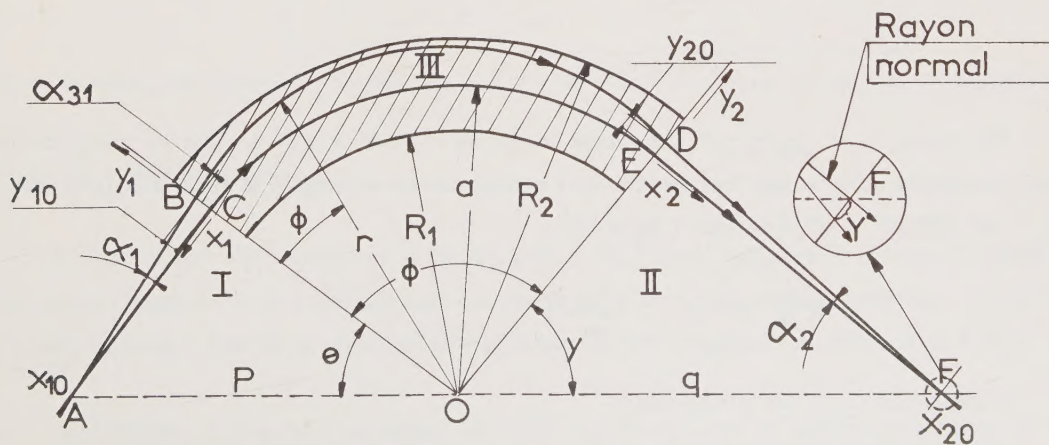


Figure 2 - Analyseur sphérique : Schéma de principe.

Si V_f est la différence de potentiel appliquée aux bornes des sphères de rayon R_1 et R_2 on aura :

$$E_r = V_f \frac{R_1 R_2}{(R_2 - R_1) r^2} = \frac{k'^2}{r^2} \quad (I. 2)$$

en posant :

$$k'^2 = V_f \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}$$

l'équation (I. 1) devient :

$$r'' - r \varphi'^2 = - \frac{k^2}{r^2}$$

avec

$$k^2 = \frac{e}{m} k'^2$$

Comme le mouvement est à accélération centrale, il vient :

$$r^2 \varphi' = A \quad (\text{constante})$$

En posant $u = \frac{1}{r}$, on obtient :

$$\frac{d^2 u}{d \varphi^2} = -u + \frac{k^2}{A^2} \quad (I. 3)$$

dont l'intégrale peut s'écrire :

$$u = P \cos \varphi + Q \sin \varphi + \frac{k^2}{A^2} \quad (I. 4)$$

En posant $u = \frac{1}{a(1+z)}$, a étant le rayon moyen, c'est-à-dire le rayon de la trajectoire circulaire suivie par une particule entrant normalement à la face d'entrée avec une vitesse v_0 , on définit la vitesse par l'équation :

$$v = v_0 \left(1 + \beta - \frac{y_0}{a} \right)$$

L'équation (I. 4) devient alors :

$$z = 2\beta - a P \cos \varphi - a Q \sin \varphi + 2\beta$$

En faisant intervenir les conditions initiales, on obtient :

$$z = \alpha_1 \sin \varphi + \frac{\alpha_1 x_{10}}{a - 2 \beta} \cos \varphi + 2 \beta \quad (I. 5)$$

L'équation de la droite à la sortie se calcule aisément à partir de z (donné par (I. 5)) et de sa dérivée z'

$$y_2 = a \left\{ \alpha_1 \sin \phi_e + \frac{\alpha_1 x_{10}}{a - 2 \beta} \cos \phi_e + 2 \beta \right\} + x_2 \left\{ \alpha_1 \cos \phi_e - \frac{\alpha_1 x_{10}}{a - 2 \beta} \sin \phi_e \right\} \quad (I. 6)$$

La focalisation est réalisée pour $x_2 = x_{20}$ si y_2 est rendu indépendant de α_1 , c'est-à-dire si

$$a (x_{10} - x_{20}) = (x_{10} x_{20} - a^2) \operatorname{tg} \phi_e \quad (I. 7)$$

x_{20} étant la valeur particulière de x_2 qui réalise la focalisation. Si de plus $x_{10} = 0$ c'est-à-dire si la fente objet se trouve sur la face d'entrée, l'équation (I. 7) peut s'écrire :

$$a x_{20} = - a^2 \operatorname{tg} \phi_e$$

c'est-à-dire que l'image se formera sur la face de sortie pour $x_{20} = 0$, soit

$$\operatorname{tg} \phi_e = 0$$

ou

$$\phi_e = 180^\circ$$

on retrouve le résultat connu de la focalisation à 180° dans le cas de la symétrie sphérique.

I. 2. 1. 2 - Réalisations

La première est aussi due à PURCELL / 15 / dont l'appareil -construit dans une sphère en verre, figure 3 - travaillait aux environs de 2 keV avec respectivement + 300 V et - 300 V sur chacune des deux sphères métalliques et une largeur de fente de 1,4 mm.

SIMPSON / 2 / a mis au point, en 1964, un analyseur du même type mais de construction plus précise : l'appareil en acier inoxydable et en cuivre travaille à quelques volts

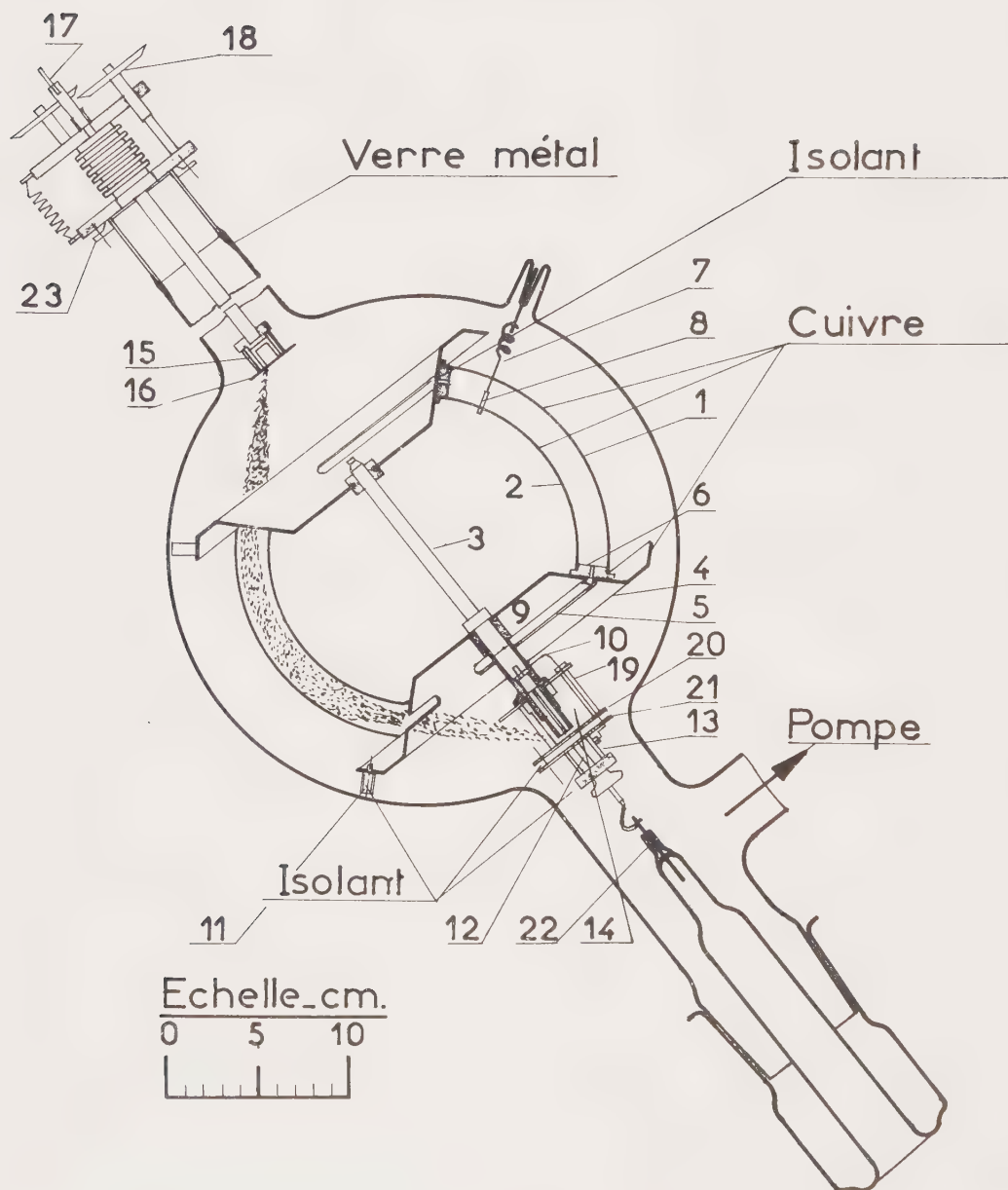


Figure 3 - Appareil de Purcell.

d'énergie avec des tensions de polarisation du même ordre sur les électrodes sphériques. Ses ouvertures sont de 0,51 mm de diamètre, la longueur de la trajectoire dans l'analyseur est de 80 mm : le courant de 10^{-14} A pour une résolution de $5 \cdot 10^{-3}$ V, figure 4.

LASSETTRE / 16 / a réalisé à peu près en même temps que SIMPSON un analyseur semblable (figure 5) en cuivre doré avec une trajectoire longue de 140 mm, des fentes de $0,13 \times 1$ mm. L'énergie varie de 20 à 30 V pour une résolution meilleure que $17 \cdot 10^{-3}$ V.

I. 2. 2 - Les analyseurs à symétrie plane

I. 2. 2. 1 - Calculs

a) Equation de la trajectoire

Soient deux plateaux parallèles figures 6 et 7 distants de 1 mm et portés respectivement à des potentiels V_1 et V_2 . Le champ électrique entre les plateaux est constant et sa valeur est donnée par :

$$E_y = - \frac{\partial V}{\partial y} = \frac{V_2 - V_1}{a}$$

Un électron entrant en F_1 sous une incidence α suit une trajectoire parabolique obéissant aux équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} y = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{V_2 - V_1}{a} t^2 + v_0 \sin \alpha t \\ x = v_0 (\cos \alpha) t \end{array} \right.$$

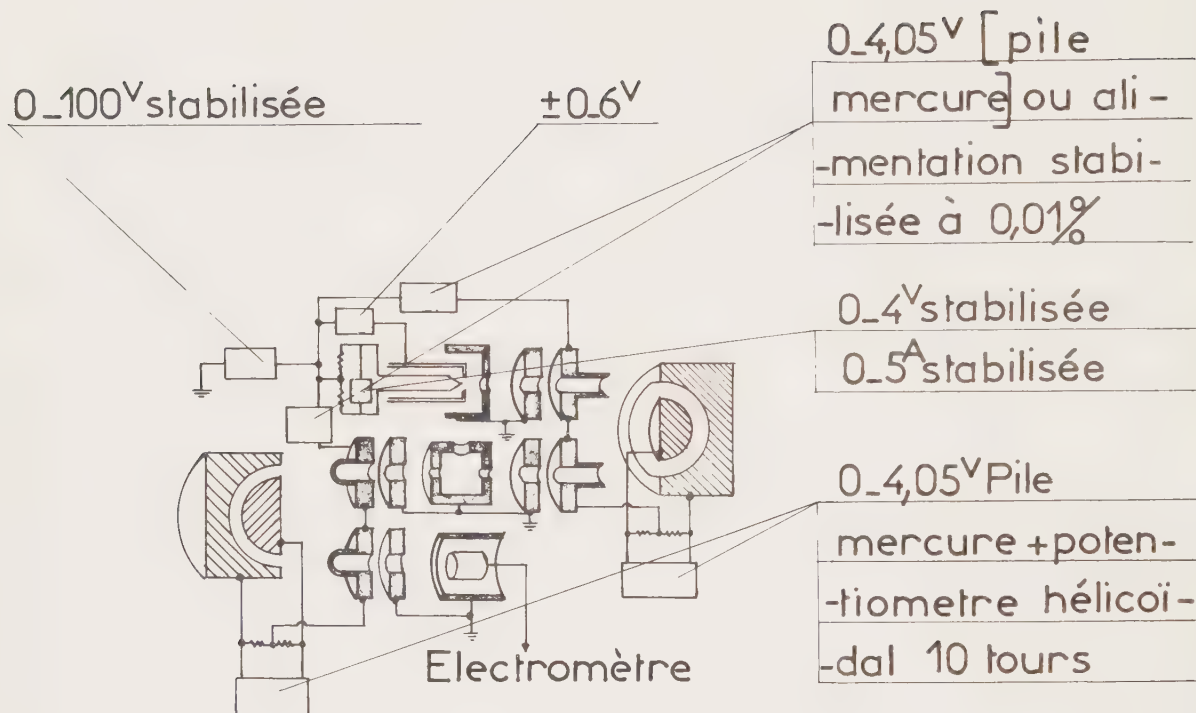
En éliminant t entre les deux équations, il vient :

$$y = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{V_2 - V_1}{a} \cdot \frac{x^2}{v_0^2 \cos^2 \alpha} + \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} x \quad (I. 9)$$

L'électron sortira en F_2 pour la valeur de x, racine de l'équation $y = 0$ soit :

$$x_F = 1 = \frac{2 \sin \alpha}{\cos \alpha} \cdot \frac{v_0^2 \cos^2 \alpha}{\Delta V} \cdot \frac{m}{e} \cdot a \quad \text{avec } \Delta V = V_2 - V_1$$

$$x_F = v_0^2 \frac{m}{e} \frac{a}{\Delta V} \sin 2 \alpha$$



Billes de saphir

$\phi 3,175$

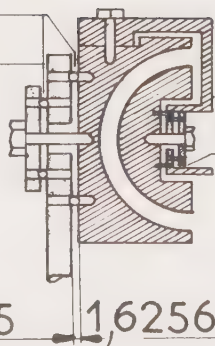


Figure 4 - Appareil de Simpson

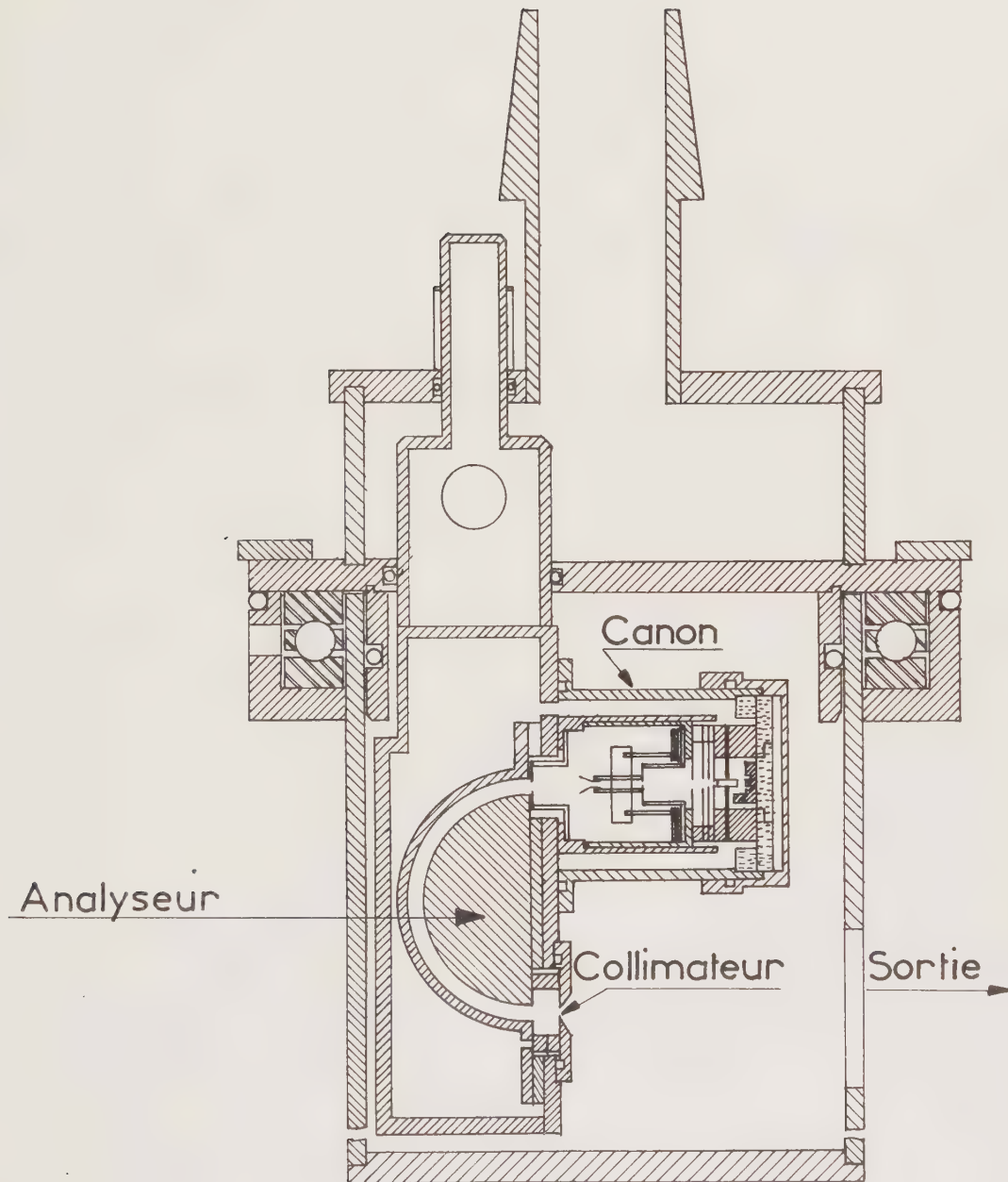


Figure 5 - Appareil de Lassetre.

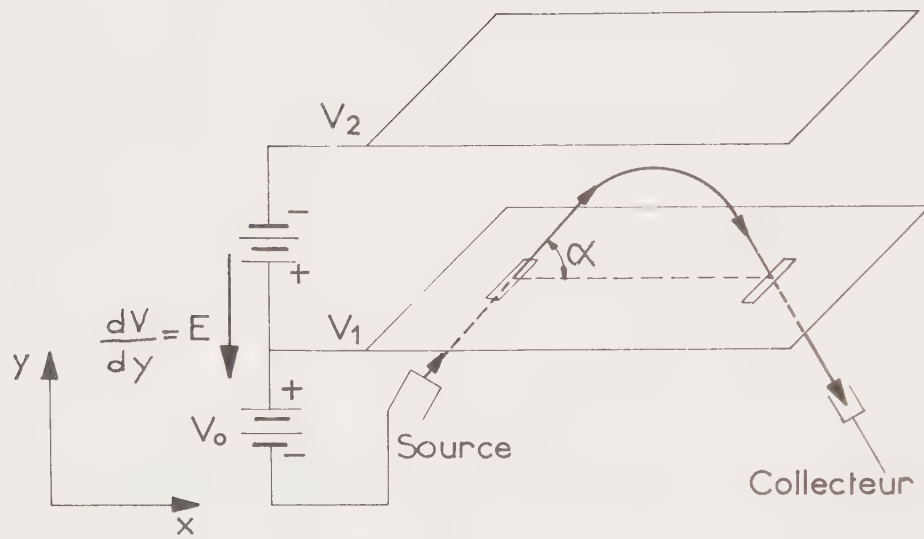


Figure 6 - Analyseur Plan : Schéma de principe.

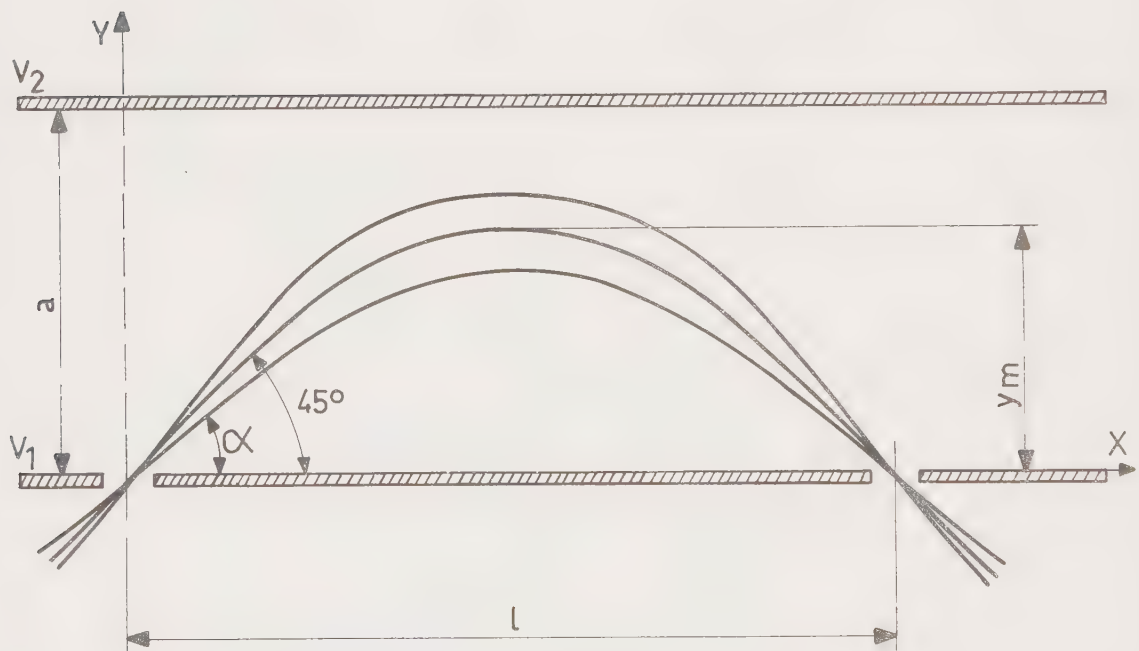


Figure 7 - Analyseur Plan : Trajectoires.

b) Focalisation

La focalisation sera réalisée pour F_2 indépendant de l'angle d'incidence à l'entrée de l'analyseur, c'est-à-dire :

$$\frac{d x_{F_2}}{d \alpha} = 0$$

soit, d'après (I. 10) :

$$\frac{d}{d \alpha} (\sin 2 \alpha) = 0$$

$$\boxed{\alpha = \frac{\pi}{4}} \quad (I. 11)$$

Les trajectoires proches de $\alpha = \frac{\pi}{4}$ recouperont cette dernière au même point sur l'axe des x - la focalisation est donc possible.

La formule (I. 10) devient alors :

$$x_{F_2} = l = \frac{m v_o^2}{1} \cdot \frac{a}{\Delta V}$$

En exprimant l'énergie cinétique en volts, il vient :

$$\boxed{l = 2 V_o \frac{a}{\Delta V}} \quad (I. 12)$$

c) Résolution de l'équation (I. 9) à l'ordinateur

L'équation (I. 9) a été légèrement modifiée pour exprimer les variations de la vitesse initiale v_o qui devient alors $v_1 = v_o (1 + \beta)$, ainsi que celles de x_o qui ne sont pas forcément nulles.

On obtient alors l'équation :

$$y = \frac{1}{2} \cdot \frac{e E}{m v_o^2} (x - x_o)^2 \left(\frac{1 + \tan^2 \alpha}{(1 + \beta)^2} \right) + (x - x_o) \tan \alpha \quad (I. 13)$$

Les résultats numériques donnés par l'ordinateur ont permis de tracer un premier réseau de courbes $y = f(x)$ (figure 8) pour la vitesse nominale v_o , ($\beta = 0$) et pour différents angles

d'incidence. On remarque effectivement que la focalisation est réalisée pour les valeurs de α variant autour de 45° .

Un deuxième réseau de courbes (figure 9) met en évidence les propriétés dispersives de l'appareil : on y voit l'impact des trajectoires partant sous une même incidence avec des vitesses différentes. On peut même mesurer graphiquement la valeur de cette dispersion.

Un troisième réseau de courbes (figure 10) et un quatrième (figure 11), qui n'est autre que le grossissement d'une partie du précédent, permettent de déterminer à priori les performances de l'appareil en fonction des conditions géométriques imposées : on y a représenté les variations de Δx (écart d'impact par rapport à la fente de sortie) en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs de β .

La zone hachurée de la figure 11 représente le domaine de fonctionnement, c'est-à-dire les limites d'ouverture du faisceau et de dimensions des fentes ; dans l'exemple de figure 11, ff' mesure 6° , soit 3° d'ouverture de chaque côté tandis que $hf = h'f'$ est égal à la largeur de la fente de sortie, soit $3/10$ de mm. Seules, les particules dont le point représentatif se trouve dans le rectangle hachuré sortiront de l'appareil.

Si l'on admet l'hypothèse de l'isotropie du faisceau incident, le pourcentage de particules vérifiant $\beta = \beta_i$ qui sortent de l'appareil sera proportionnel à la longueur ff' . Pour les particules telles que $\beta_i = -2 \cdot 10^{-3}$, le pourcentage sera égal à aa' etc.. On peut ainsi trouver une valeur du pourcentage pour chaque valeur de β_i , étant entendu que pour les courbes qui ne traversent pas le rectangle, le pourcentage est nul.

Il est donc possible, à partir de ces valeurs, de tracer la courbe $P = f(\beta_i)$ qui n'est autre que le spectre de résolution de l'analyseur (figure 12).

On peut penser que les calculs représentent de façon satisfaisante la réalité expérimentale car le champ réel entre les plateaux est relativement peu perturbé par rapport à son modèle théorique : il n'y a pas comme pour les autres types d'analyseurs de faces d'entrée et de sortie.

1.2.2.2 - Réalisations

Elles sont relativement nombreuses et nous ne citerons que les principales.

YARNOLD et BOLTON / 18 / réalisèrent leur appareil en 1948. Il s'agissait, en fait, d'un analyseur d'ions travaillant à haute énergie (800 V) avec un courant de 10^{-12} A. Les

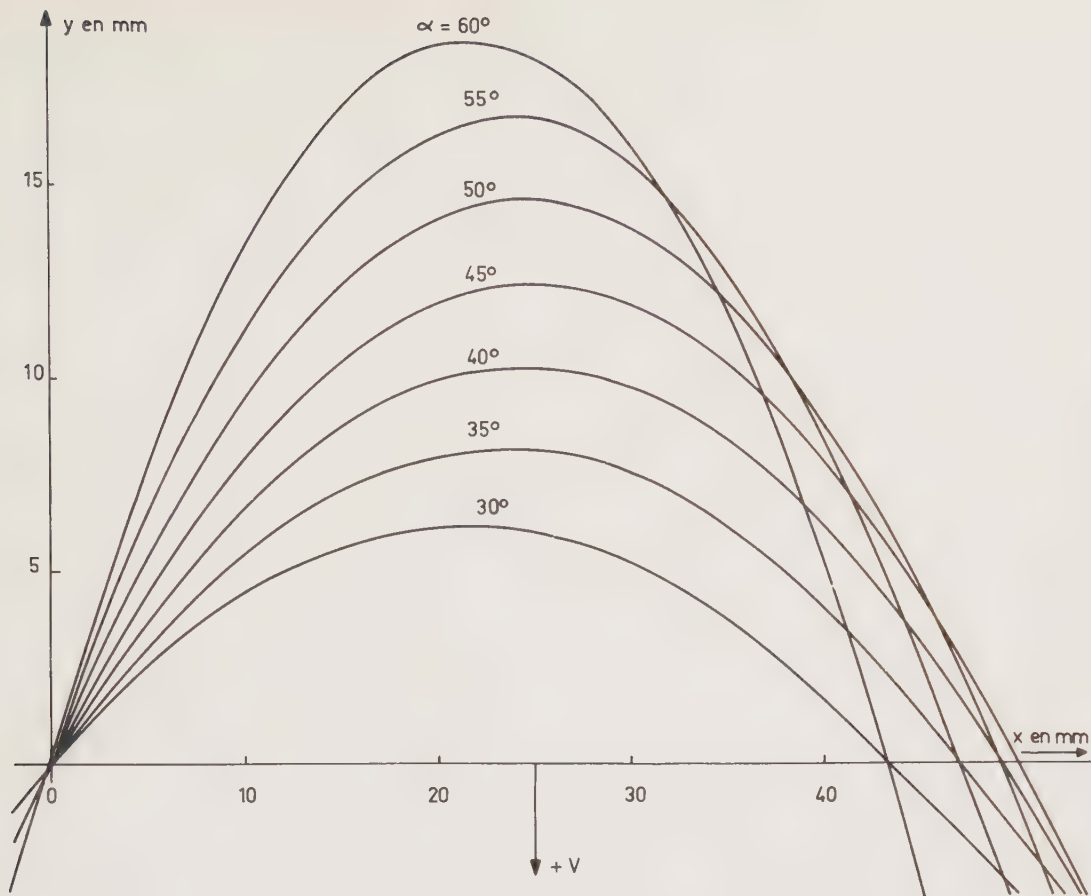


Figure 8 - Analyseur plan : dispersion angulaire .

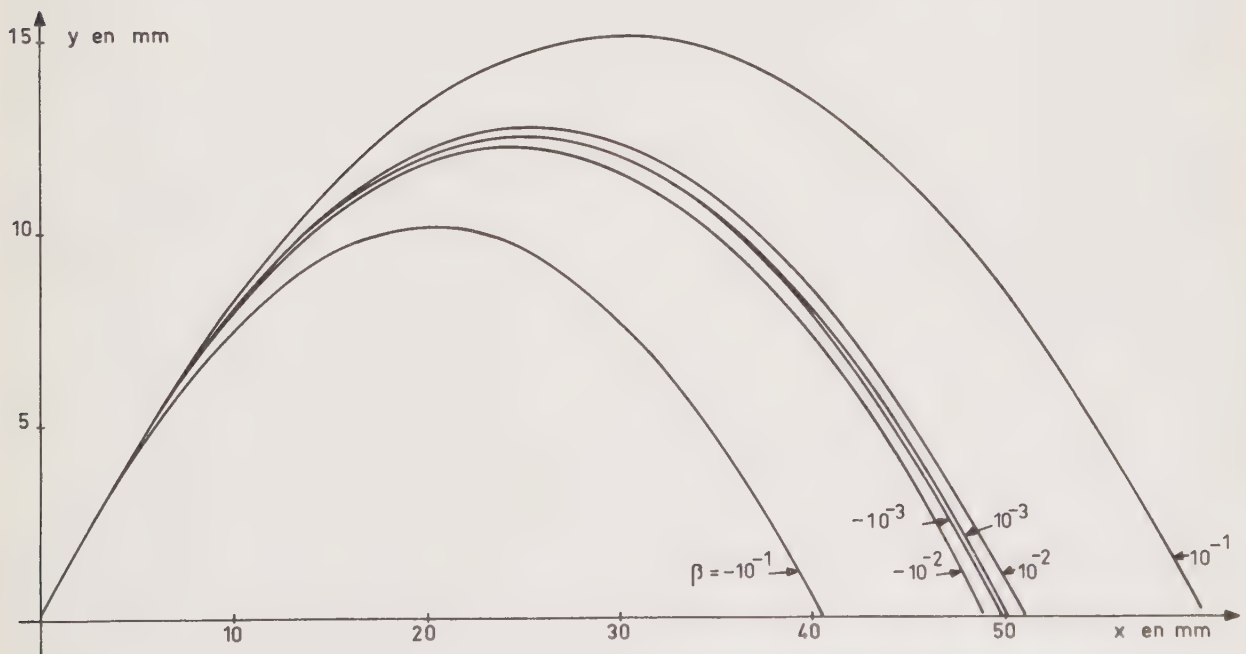


Figure 9 - Analyseur plan : dispersion chromatique .

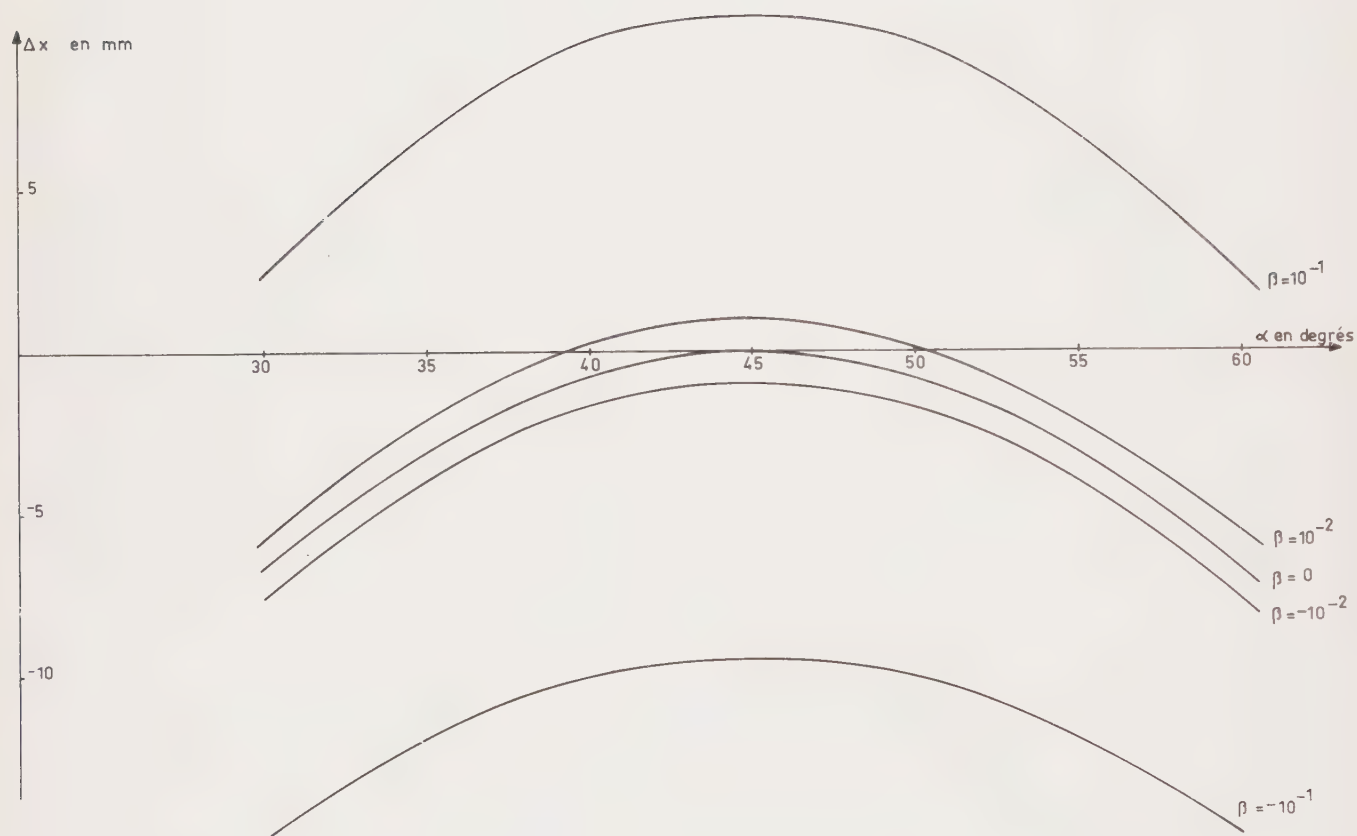


Figure 10 - Analyseur plan : Diagramme de résolution.

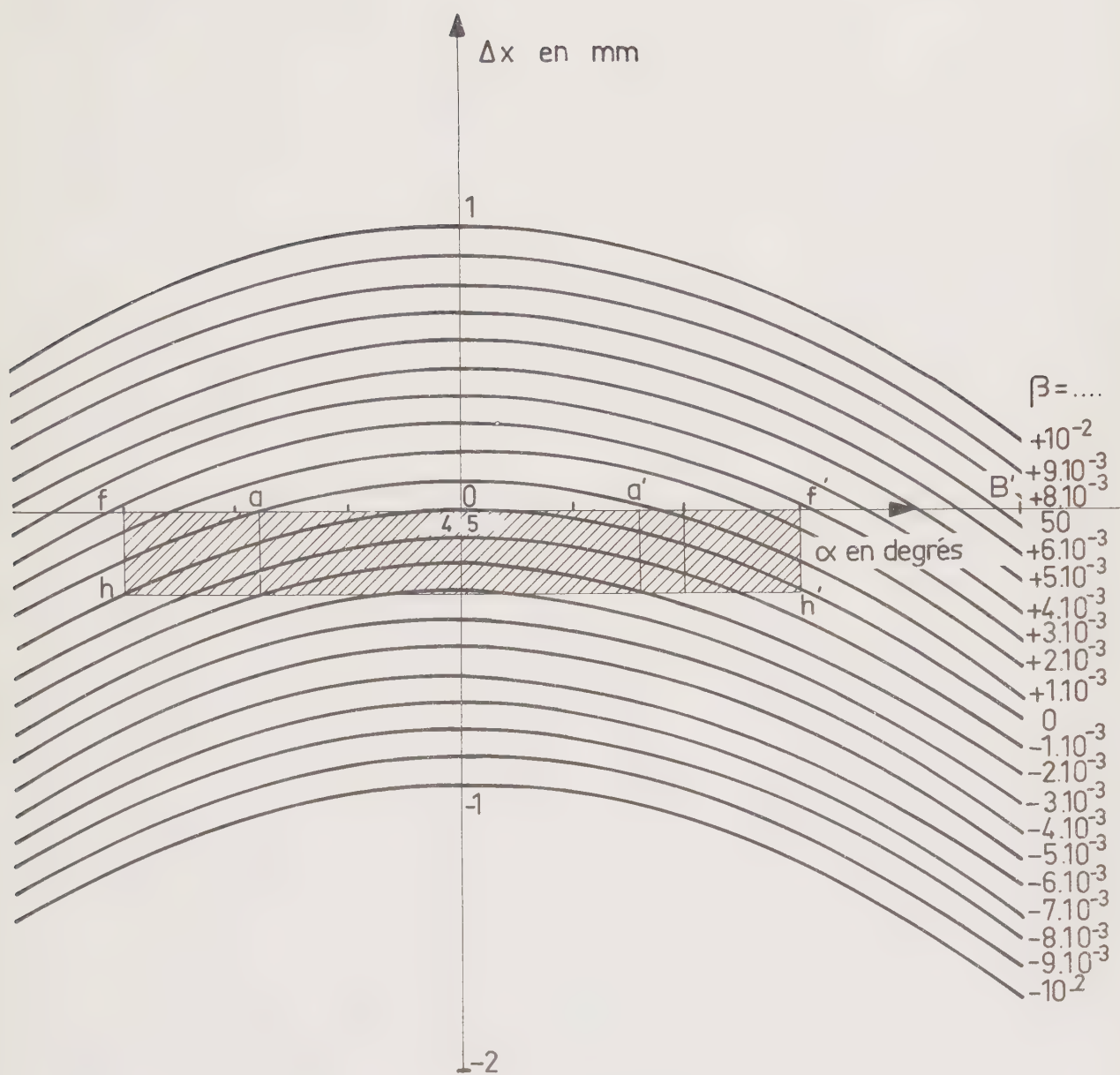


Figure 11 - Diagramme de résolution (grossi).

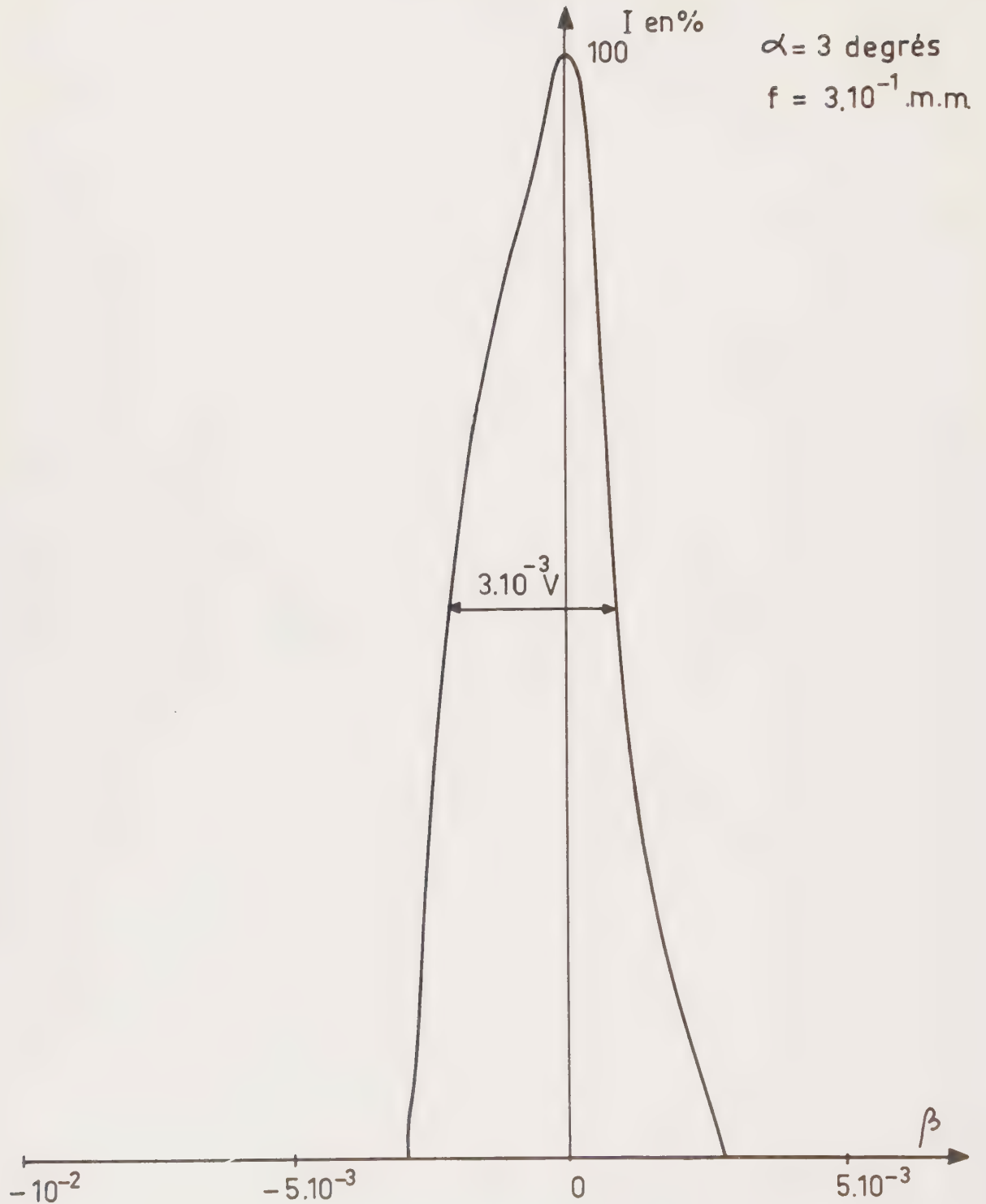


Figure 12 - Analyseur plan : Spectre de résolution.

plateaux sont espacés de 1,85 cm, les fentes de 0,6 mm sont distantes de 50 mm. La résolution est de quelques dizaines de volts pour un pic à 800 V.

HARROWER / 19 / obtint de meilleurs résultats en travaillant à plus basse énergie avec un faisceau électronique. Les fentes mesurant 0,25 x 6,4 mm étaient espacées de 50 mm. Les plateaux étaient distants de 15,2 mm et la dispersion pour 100 V était de 3 volts.

En 1955, HUTCHINSON / 10 / utilisa un analyseur plan semblable, à des énergies plus basses (une dizaine de volts) - plateaux distants de 6 mm, fentes larges de 0,5 mm distantes de 12 mm, dispersion de 0,7 à 40 V et 0,3 à 10 V pour un courant -assez important - de 10^{-6} A.

En 1964, LASSETTRE / 16 / réalisa aussi un appareil de ce type pour l'étude des sections efficaces de collisions inélastiques. Les fentes sont de 0,5 x 9 mm distantes de 12,5 cm et les plateaux sont séparés par une hauteur de 6,25 cm - (valeurs assez voisines de celle adoptées par Hutchinson). Les performances sont : dispersion de 400 mV pour une énergie moyenne de 500 V et un courant de $3 \cdot 10^{-6}$ A.

Citons enfin l'appareil de FORNER et NALL / 8 / élaboré en 1961 qui présentait les caractéristiques suivantes : fentes de 0,2 x 6 mm distantes de 50 mm, plateaux distants de 15,8 mm dispersion de 110 mV pour une énergie de 12 V et un courant de $3 \cdot 10^{-10}$ A.

I. 2. 3 - Les analyseurs à symétrie cylindrique

I. 2. 3. 1 - Calculs au premier ordre

Les notations utilisées sont celles de la figure 13. Le champ électrostatique peut être décrit, par les équations suivantes :

$$E_r = - \frac{\partial V}{\partial r} \quad \text{champ radial} \quad (I. 15)$$

$$E_r = \frac{r_o E_o}{r_o + \Delta r} \approx E_o \left(1 - \frac{r}{r_o}\right) \quad (I. 16)$$

r_o est le rayon moyen

E_o est le champ radial le long de ce même rayon

L'équation de la trajectoire d'équilibre est donc :

$$m r_o \omega_o^2 = e E_o \quad (I. 17)$$

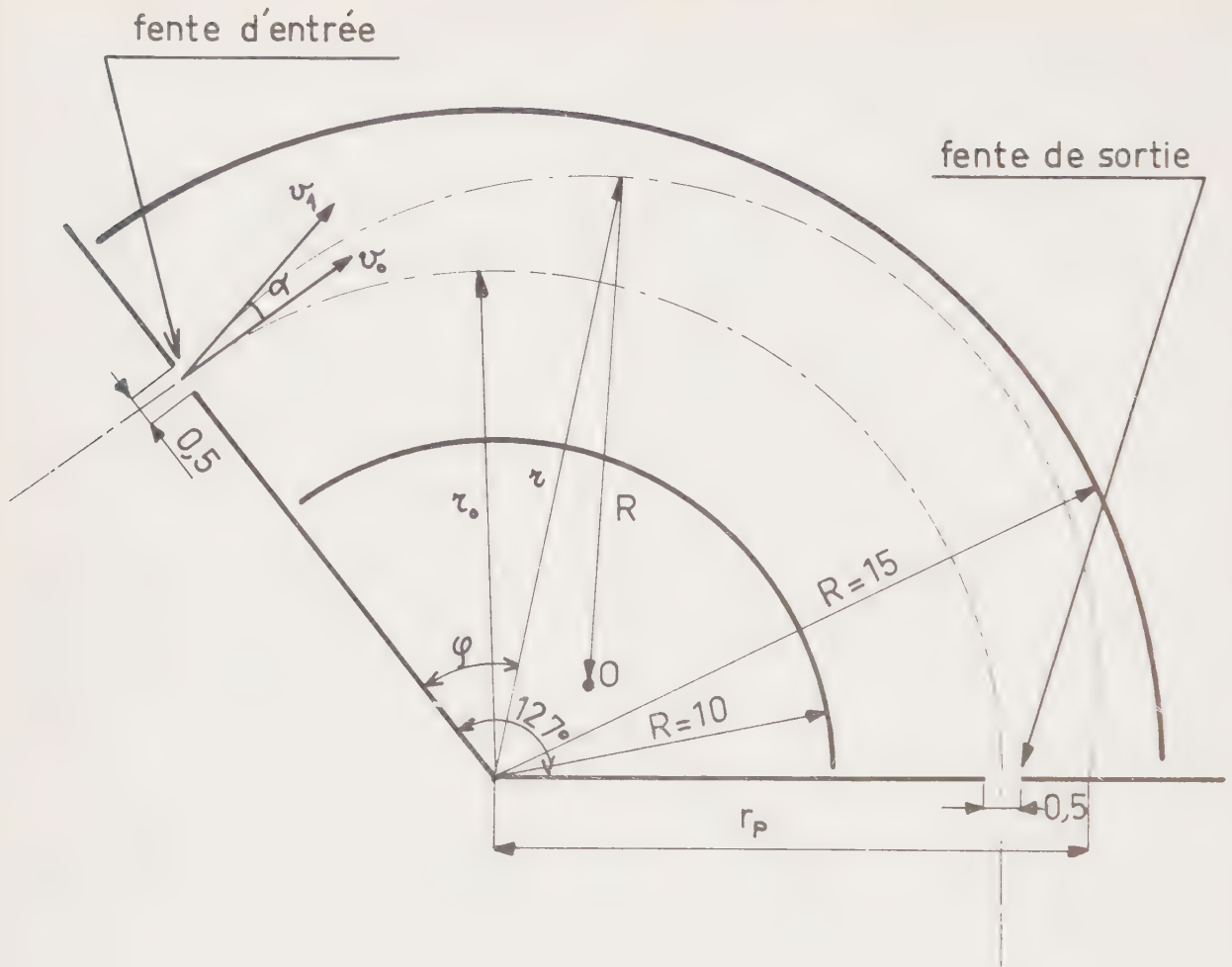


Figure 13 - Analyseur cylindrique : Notations.

ω est la vitesse angulaire correspondant à la vitesse nominale v_0 et à r_0 .

Le mouvement d'une particule quelconque est décrit par l'équation de la dynamique :

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -eE + m r \omega^2 \quad (I.18)$$

en prenant comme valeur approchée de E l'expression (I.16) et en utilisant la propriété des mouvements à accélération centrale :

$$m r^2 \omega = \text{Cste} = m r_0^2 \omega_0 \quad (I.19)$$

On peut écrire (I.18) sous la forme suivante :

$$-\frac{d^2 r}{dt^2} = \omega_0^2 \frac{r_0^4}{r^3} - \frac{e}{m} \left(E_0 \left(1 - \frac{\Delta r}{r_0} \right) \right)$$

$$\frac{d^2 (\Delta r)}{dt^2} = r_o \omega_o^2 - 3 \omega_o^2 \Delta r - \frac{e}{m} E_o + \frac{e}{m} E_o \frac{\Delta r}{r_o}$$

et l'on obtient finalement l'équation différentielle du mouvement :

$$\boxed{\frac{d^2}{dt^2} (\Delta r) + 2 \omega_o^2 \Delta r = 0} \quad (I. 20)$$

Cette équation admet des solution du type :

$$r = C \sin \left[\omega_o \sqrt{2} (t - t_o) \right] \quad (I. 21)$$

dont la période angulaire est :

$$\phi = \frac{\pi}{\sqrt{2}} = 127^\circ 17'$$

C'est le résultat bien connu de la focalisation à 127° .

I. 2. 3. 2 - Réalisations

Un nombre important d'appareils à symétrie cylindrique a été réalisé ces dernières années : nous citerons les principaux : l'analyseur de HUGHES et Mac MILLEN / 21 / en 1929. Il était construit en alliage d'aluminium (figure 14), les rayons de courbure étant de l'ordre de 50 mm et l'angle électrique de 127° , la trajectoire à l'intérieur de l'analyseur était de 122 mm, la fente d'entrée mesurait $0,3 \times 10$ mm, celle de sortie 1×10 mm. Pour une énergie incidente de 100 V, la résolution était de 1,6 volts. La précision mécanique de l'ensemble, probablement médiocre, et le vide de 10^{-5} mmHg suffisent peut être à expliquer la faible valeur de la résolution.

CLARKE / 4 / a mis au point un analyseur semblable (figure 15) en 1954. Il était construit en acier inoxydable. La longueur de la trajectoire était de 122 mm, les dimensions des fentes de $0,5 \times 3 \times 3$ mm et la dispersion était de 300 mV pour une énergie de 3,5 volts environ.

ADAM / 22 / a réalisé en 1961 un analyseur prismatique en acier inoxydable dont l'angle était de 40° (figure 16), la longueur du trajet est de 36,5 mm, les fentes mesurant

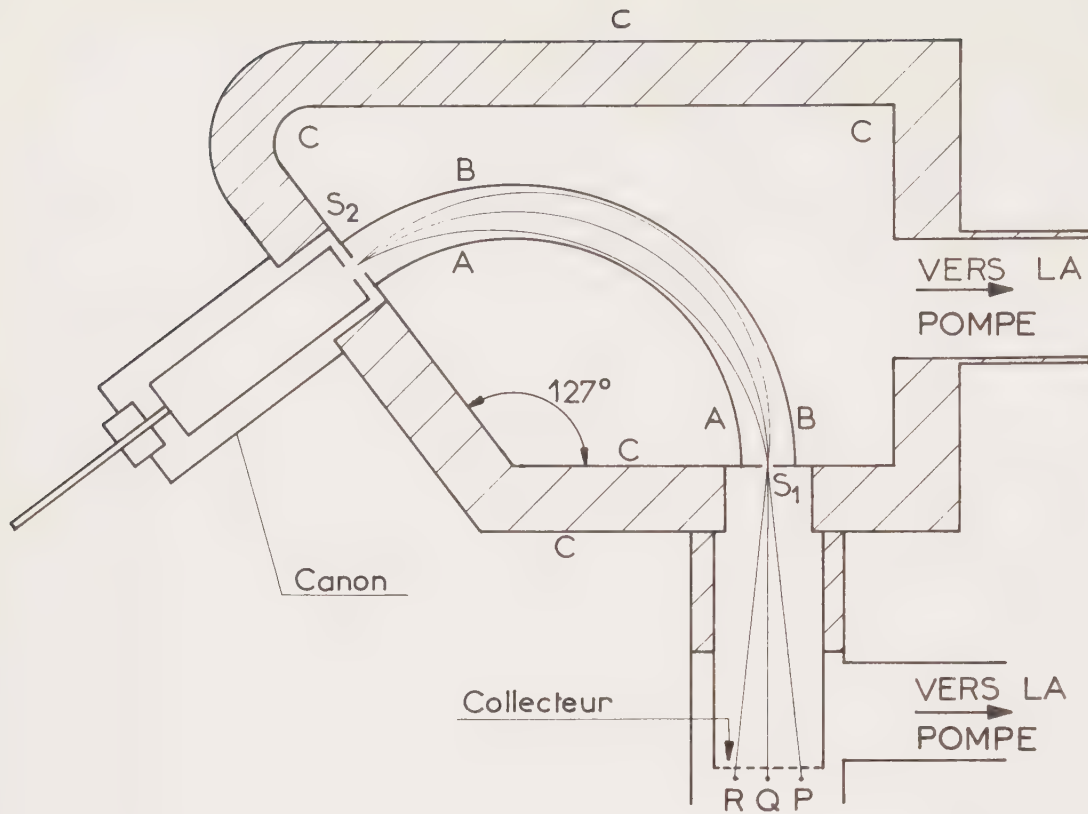


Figure 14 - Appareil de Hughes de Mac Millen.

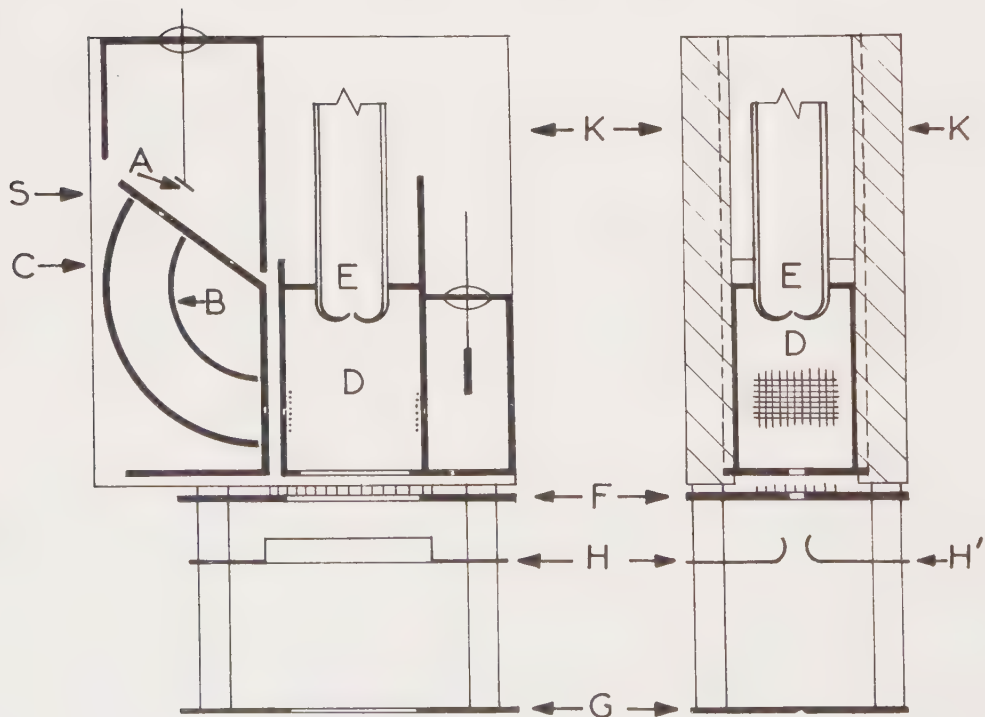
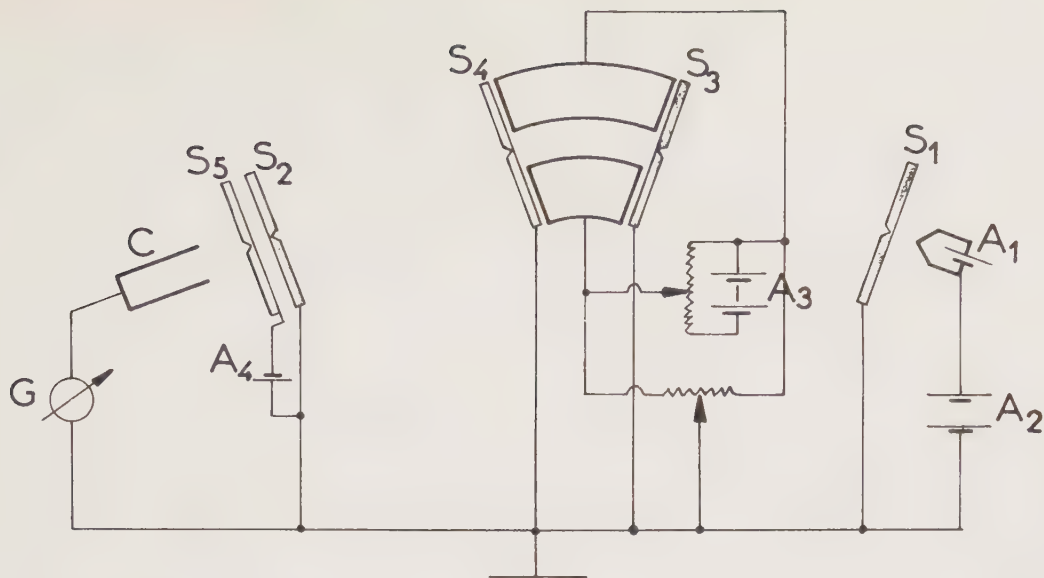


Figure 15 - Appareil de Clarke.



- | | |
|---------------|--|
| S_1 à S_5 | Fentes |
| A_1 | Alimentation de chauffage du filament émetteur |
| A_2 | Tension d'accélération |
| A_3 | Tension appliquée au déflecteur |
| A_4 | Tension de répulsion des électrons secondaires |
| C | Collecteur |
| G | Amplification |

Figure 16 - Appareil de Adam.

5 x 1 mm avec $0 < l < 5$ mm. A 30 V, la dispersion mesurée était de 360 mV pour un courant de l'ordre de 10^{-8} A.

L'appareil de MARMET / 3 / semble être le plus poussé des analyseurs à prisme cylindrique (figure 17). Il présente notamment un certain nombre de perfectionnements destinés à éliminer les électrons réfléchis responsables de la charge d'espace : les parois cylindriques sont transparentes (grilles) et doublées extérieurement par des plaques collectrices qui recueillent le nuage électronique parasite. La chambre d'expérience est tapissée de "velvets" c'est-à-dire de matériaux possédant un faible coefficient de réflexion (figure 17).

Les caractéristiques sont les suivantes : montage effectué sur une plaque de verre, rayons extérieur et intérieur de 15 et 10 mm, angle de 127° , longueur de la trajectoire : 27,6 mm; dispersion de 50 mV pour une énergie initiale de 1 V et un courant de 10^{-9} A.

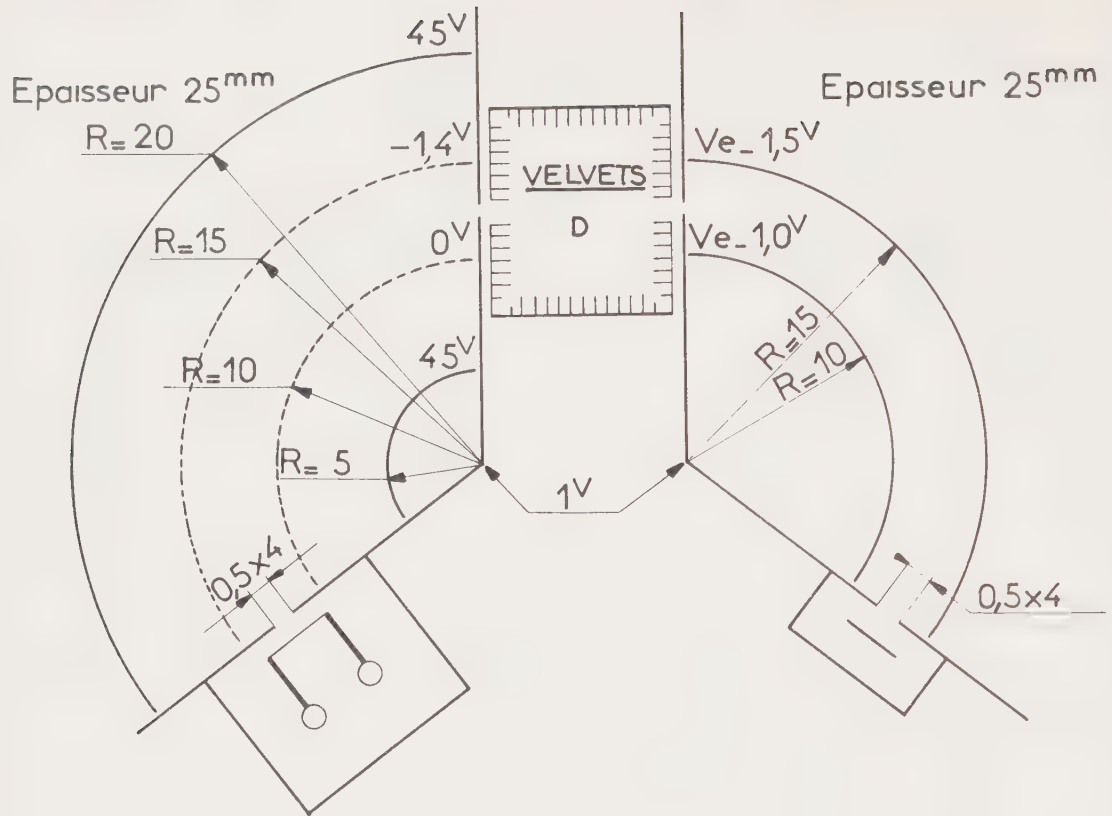


Figure 17 - Appareil de Marmet .

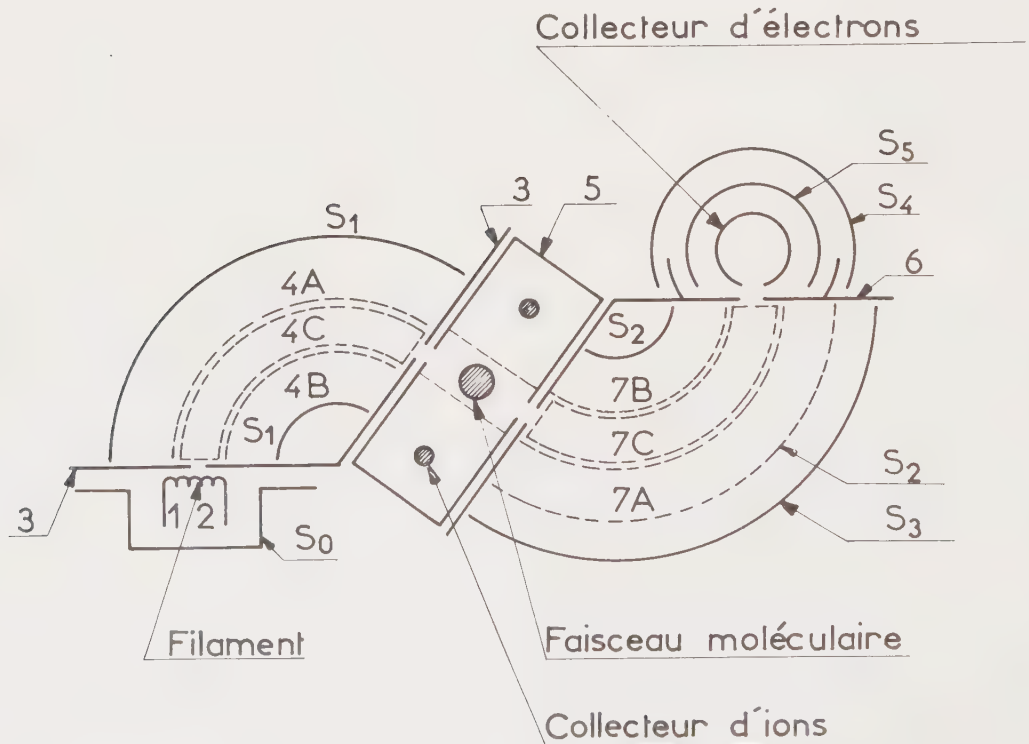


Figure 18 - Appareil de Schulz.

SCHULZ / 10 - 11 / en s'inspirant des "grilles" de Marmet a mis au point un analyseur à peu près comparable avec cependant des grilles supplémentaires (figure 18). Les caractéristiques géométriques sont les mêmes que pour l'analyseur précédent, la résolution est toutefois un peu moins bonne : 60 mV mais avec une intensité légèrement supérieure : 10^{-8} A.

Citons enfin pour mémoire l'appareil de LOHNER / 23 / à 127° dont les caractéristiques sont portées dans le tableau comparatif de la figure 19.

1.3 - Tableau comparatif et conclusions

Les différentes réalisations ont été groupées dans le tableau de la figure 19 d'après leur géométrie ; leurs performances, dans la mesure où elles ont été publiées, y sont également portées, ainsi que les formules classiques de résolution et de transmission / 24 /. Il apparaît que les appareils de type cylindrique sont susceptibles de perfectionnement car l'écart relativement important de leur résolution, par rapport à celle de l'appareil sphérique de SIMPSON / 2 / n'est pas confirmé par les formules théoriques.

D'autre part, il est intéressant de constater que les appareils de Schultz et de Marmet viennent se situer sensiblement sur la "droite de Simpson" / 2 / figure 20. Cette droite est le diagramme représentatif de l'intensité en fonction de la résolution.

Il n'était donc pas déraisonnable d'espérer une meilleure résolution avec un appareil cylindrique aux dépens du courant transmis ; mais cette dernière restriction ne semblait plus d'une grande importance étant donné les procédés de détection plus sensibles dont on dispose actuellement (multiplicateur d'électrons).

Nous nous sommes donc engagés dans l'étude de ce type d'analyseurs : il nous a paru qu'une meilleure compréhension des phénomènes de charge d'espace permettrait de mettre en lumière les limitations éventuelles des performances et qu'une étude théorique plus poussée s'imposait.

Auteur	Type d'analyseur	Angle électrique	Résolution	Transmission
	Magnétique $B = cs te$	π	$\frac{1}{2} \theta^2$	$\frac{\theta h}{2\pi r_e}$
	$E \perp B \begin{cases} B = cste \\ E = E_0 \frac{r_0}{r} \end{cases}$	$\frac{\pi}{\sqrt{1+K^2}}$	$\frac{2}{\theta^2} \frac{1+K+K^2+K^3}{1+\frac{K}{3}+K^2+3K^3}$	$\frac{\sqrt{1+K^2} \theta h}{2\pi r_e}$
Legler	$E \perp B \begin{cases} \text{Filtre de} \\ \text{Wien} \end{cases}$	0	$\frac{2}{3\theta^2}$	
Purcell Simpson Skerbele Lassettre	Condensateur sphérique	π	$\frac{1}{2} \theta^2$	$\pi \theta^2$
Hughes } Clarke } Adam } Marmet } Schultz } Lohner }	Condensateur cylindrique	$\frac{\pi}{\sqrt{2}}$ 0,7 rad $\frac{\pi}{\sqrt{2}}$	$\frac{3}{2} \theta^2$	$\frac{\theta h}{\pi r_e \sqrt{2}}$
Yarnold Hanower Lassettre Forner	Condensateur plan	π	$\frac{1}{4} \theta^2$	$\frac{\theta h}{\pi l}$

Figure 19 - Tableau comparatif.

Auteur	Biblio.	Année	Fentes en mm	Longueur de la trajectoire en mm	Tension en volts	Courant en ampères	Dispersion ΔV en volts 10^{-3}
Legler	14	1962	0,5 ϕ		100	$5 \cdot 10^{-11}$	60
Purcell	15	1938	1,4 x	216,5	2,3 keV		
Simpson	2	1964	0,51 x 1,52	80	0-10	10^{-14}	5
Skerbele	} 25	1964	0,13 x 1	140	20- 30		170
Lassettre							
Hughes	21	1929	0,3 x 10	122	100		800
Clarke	4	1954	0,5 x 3	27,6	7-60	10^{-8}	300
Adam	22	1961	5 x 1	36,5	30-1000	10^{-8}	360
Marmet	3	1960	0,5 x 4	27,6	1	10^{-9}	50
Schultz	10-11	1962	0,5 x 4	27,6	1,5	10^{-8}	60
Lohner	23	1930	0,6 x 4	22,5	8V		150
				distance entre les fentes			
Yarnold	18	1949	0,06	50	800	10^{-12}	80000
Hanower	19	1955	0,25 x 6,4	50	100		3000
Lassettre	9	1964	0,5 x 9	12,5	511	$3 \cdot 10^{-6}$	400
Forner	8	1961	0,2 x 6	50	12	$3 \cdot 10^{-10}$	110

Figure 19 bis - Tableau comparatif.

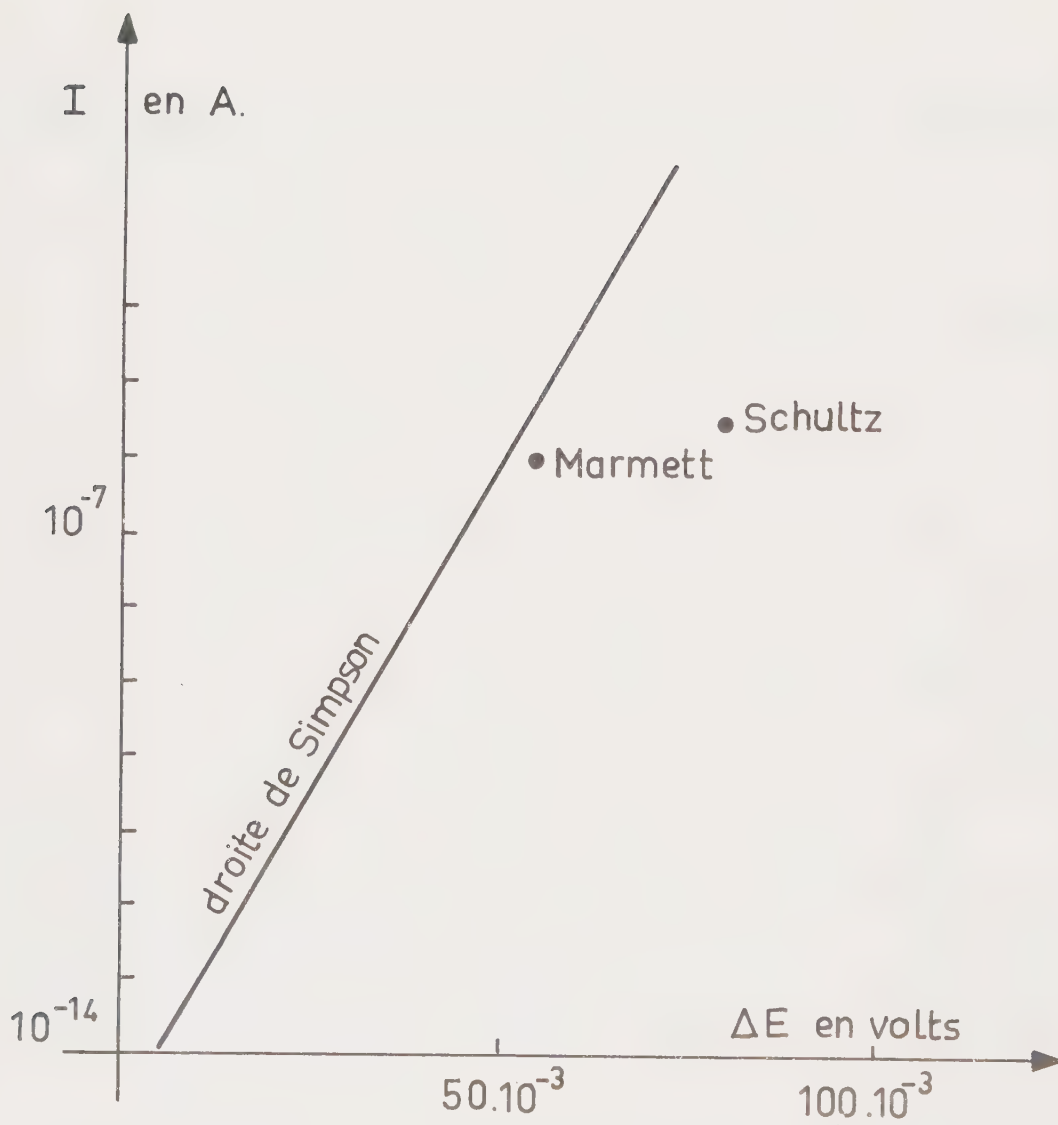


Figure 20 - Droite de Simpson.

- CHAPITRE II -

ETUDE THEORIQUE D'UN ANALYSEUR CYLINDRIQUE

2.1 - Les équipotentiellles

Des tracés en cuve rhéographique ont permis de mettre en évidence l'allure des équipotentiellles / 30 /. Elles se présentent évidemment sous la forme de cercles concentriques, sauf dans la zone proche des faces d'entrée et de sortie dans laquelle le tracé fait apparaître des perturbations importantes (figure 21).

Dans le cas où le potentiel de la face d'entrée est porté à la valeur de l'équipotentielle moyenne, les lignes équipotentiellles viennent en effet "s'écraser" sur cette dernière (figure 21), seule l'équipotentielle moyenne sort par la fente sans être déviée. Ces perturbations ne sont pas sans effets sur le faisceau, et il apparaît, dès lors intéressant de chercher sinon à les supprimer, du moins à les réduire si l'on désire une focalisation à 127° .

Dans ce but, nous avons imaginé un système de fentes profilées en forme de biseau (figure 22) permettant de reculer la face du dièdre en arrière de la zone précédemment perturbée. Le tracé rhéographique de la figure 22 effectué sur une maquette dont l'épaisseur des lèvres du biseau a été volontairement augmentée par rapport à celle des fentes réelles de l'appareil fait néanmoins apparaître une amélioration sensible de la régularité des équipotentiellles à leur sortie de l'analyseur.

Ce système de fentes présente également d'autres avantages qui seront exposés ultérieurement (chapitre II.7.2). Il est cependant permis de supposer, dès à présent, que sous réserve d'un système de faces de ce type, le champ puisse être, avec une bonne approximation, exprimé, dans toutes les régions de l'analyseur, sous sa forme analytique classique, et qu'il présente bien la symétrie de révolution par rapport à l'axe des électrodes cylindriques.

Nous examinerons également le cas où une partie plus ou moins importante des zones d'entrée et de sortie est perturbée par rapport au modèle théorique, et nous verrons comment,



Figure 21 - Equipotentielles dans le cas d'un face plane.



Figure 22 - Equipotentiellles dans le cas de fentes en biseau.

sous réserve de certaines conditions, on peut se ramener au cas d'un analyseur classique dont la focalisation serait réalisée pour un angle inférieur à 127°.

II. 2 - Calcul rigoureux en l'absence de charge d'espace

II. 2. 1 - Equation rigoureuse du mouvement

Les notations utilisées correspondant à celles de la figure 13 sont les suivantes :

φ	: angle azimuthal (sens trigonométrique inverse)
r	: "rayon" de la trajectoire
r_o	: rayon moyen
r_i	: rayon à l'entrée du prisme
v_o	: vitesse nominale
v_i	: vitesse initiale faisant un angle α avec la normale à la face d'entrée du prisme :
	$v_i = v_o (1 + \beta)$
E	: champ électrique radial.

Le mouvement obéit à la loi des aires :

$$m r^2 \frac{d\varphi}{dt} = \text{Cste} = m r_i^2 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)_i$$

comme

$$\left(\frac{d\varphi}{dt} \right)_i = v_i \frac{\cos \alpha}{r_i} \quad (\text{II. 1})$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{v_i r_i \cos \alpha}{r^2} \quad (\text{II. 2})$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -2 \frac{v_i r_i \cos \alpha}{r^3} \cdot \frac{v_i r_i \cos \alpha}{r^2} \cdot \frac{dr}{d\varphi} \quad (\text{II. 3})$$

L'équation de la dynamique projetée suivant r donne :

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = m r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 - \left| e E \right| \quad (\text{II. 4})$$

en posant $y = \frac{r}{r_o}$

$$y'' \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + y' \frac{d^2\varphi}{dt^2} = y \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 - \frac{e E_o}{r_o m y} \quad (\text{II. 5})$$

en portant (II. 2) et (II. 3) dans (II. 5), il vient après réduction :

$$y'' - \frac{2y'^2}{y} + y^2 \left(\frac{y}{(1+\beta)^2 \left(\frac{r_i}{r_o}\right)^2 \cos^2 \alpha} - \frac{1}{y} \right) = 0 \quad (\text{II. 6})$$

L'étude de cette équation permet de tracer les trajectoires correspondant à certaines conditions initiales et de déterminer les caractéristiques de fonctionnement optimales de l'appareil (ouverture utile du faisceau, des fentes etc...). Il est également possible d'en prévoir le spectre et les caractéristiques de résolution / 20 / par une méthode graphique qui sera exposée ultérieurement.

Les renseignements théoriques ainsi obtenus seront utiles pour fixer les paramètres géométriques de l'appareil.

II. 2. 2 - Etude des trajectoires

Diverses méthodes analytiques ont été utilisées pour l'itération des trajectoires à l'ordinateur ; elles sont en excellent accord.

La méthode dite du "rayon de courbure" part du système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} y_{i+1} = y_i + y'_i dx \\ R_i = \frac{(1 + y_i'^2)^{3/2}}{y''_i} \end{array} \right. \quad (\text{II. 7})$$

Compte tenu du fait que le rayon de courbure en un point d'une courbe $y = f(x)$ est donné par la relation suivante :

$$\frac{1}{R} = \frac{y''}{(1 + y'^2)^{3/2}} \quad (\text{II. 8})$$

Le système d'équation (II. 7) permet de passer de y_i à y_{i+1} , en assimilant la portion de courbe comprise entre x_i et x_{i+1} , à un arc de cercle de rayon R_i centré sur la normale à la courbe. Cette méthode est très précise pour les valeurs moyennes du rayon de courbure.

La figure 23 donne l'allure des trajectoires issues d'un point objet situé au centre de la fente d'entrée et met en évidence un léger défaut de focalisation. Ce décalage de la tache image vers le bas permettra, par la suite, d'expliquer la dissymétrie de la courbe de réponse de l'appareil.

Dans la méthode dite de la "tangente", chaque portion de courbe est assimilée à une droite passant par le point considéré et ayant comme pente la dérivée locale y' .

Cette dérivée s'obtient au moyen du système d'équation suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} y'_{i+1} = y'_i + y''_i dx \\ y''_i = f(y'_i, y_i) \end{array} \right. \quad (\text{II. 9})$$

$f(y'_i, y_i)$ est l'équation de la trajectoire écrite sous forme explicite pour y'' à partir de l'équation (II. 6).

La précision, dans ce cas, est évidemment plus grande pour les trajectoires paraxiales ; cette méthode complète utilement la précédente avec laquelle l'accord est excellent pour la plupart des trajectoires. Les figures 24 et 25 permettent de comparer les trajectoires obtenues dans les deux cas pour un faisceau monocinétique ($\beta = 0$). La figure 26 montre comment un tel faisceau ($\beta = -0,05$) donne sur la face de sortie l'image $A' B'$ de la fente d'entrée AB avec un grandissement égal à -1 , nous retrouvons là encore un résultat connu et le tracé des surfaces focales est bien visible sur la figure.

Enfin, le diagramme 27 permet de mesurer la valeur de la dispersion pour un faisceau issu d'un point donné (milieu de la fente d'entrée,) et d'une direction donnée.

Nous reviendrons ultérieurement sur cet important diagramme ; mais il est intéressant de noter dès à présent que lorsque l'appareil est réglé sur le courant maximal, une partie importante du faisceau tombe sur la face de sortie en dehors de la fente ; et que pour l'angle d'incidence considéré il existe un net décalage en énergie vers les faibles rayons.

II. 3 - Calculs en charge d'espace

L'hypothèse de la non influence de la charge d'espace est-elle légitime ?, et dans quel domaine d'intensité ? . C'est ce que nous nous proposons de déterminer.

II. 3. 1 - La charge d'espace "globale" c'est-à-dire celle qui provient des électrons perdus et réfléchis sur les parois provoque une densité de charge en dehors du faisceau dont l'effet

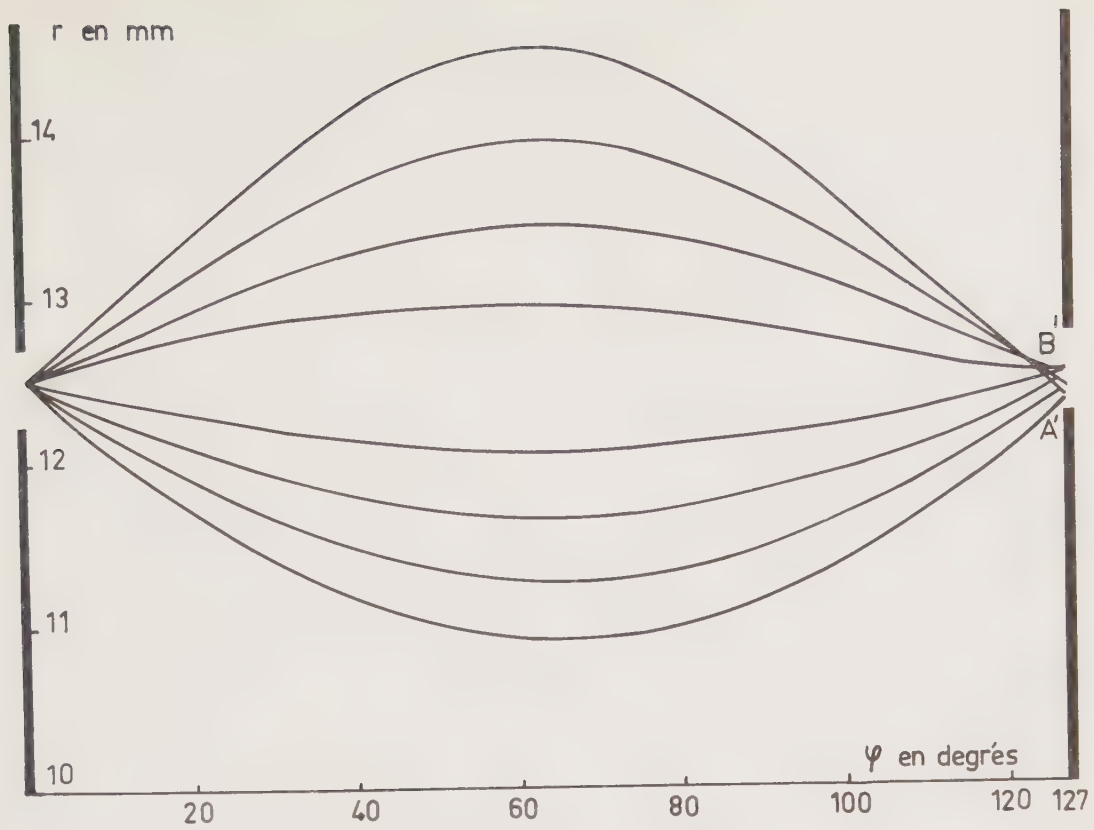


Figure 23 - Analyseur cylindrique - Dispersion angulaire.

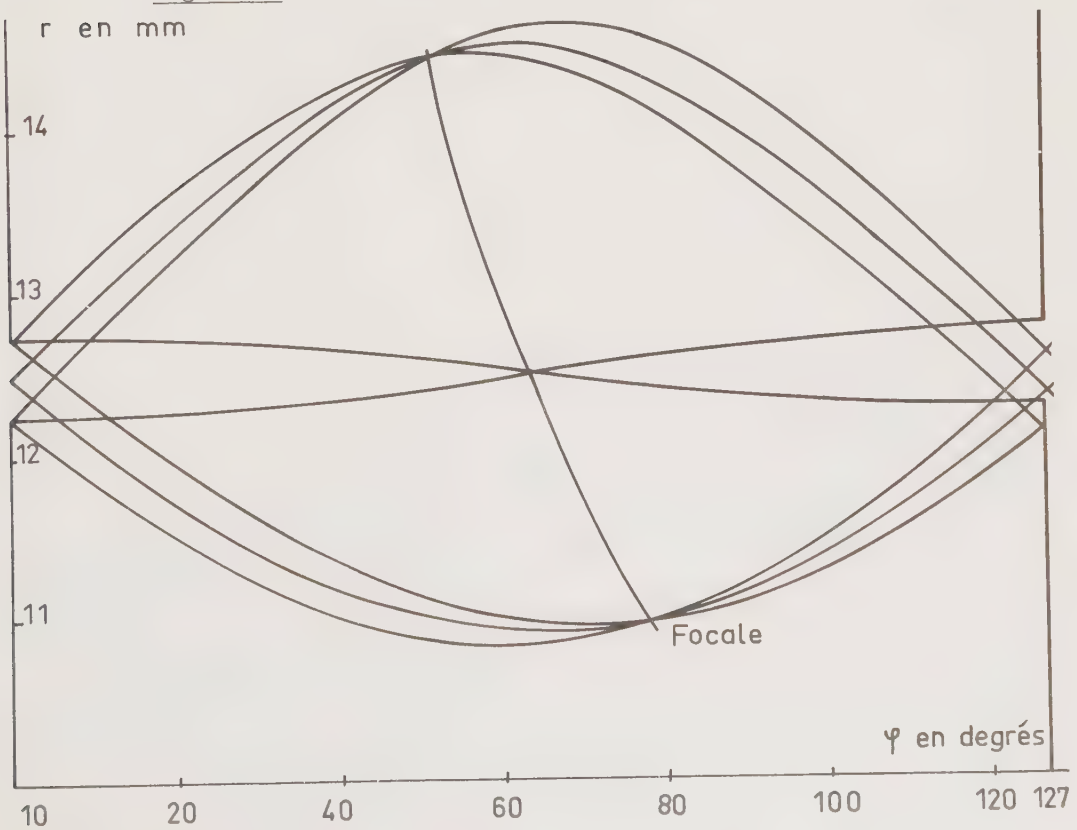


Figure 24 - Trajectoires obtenues par la méthode de la tangente.

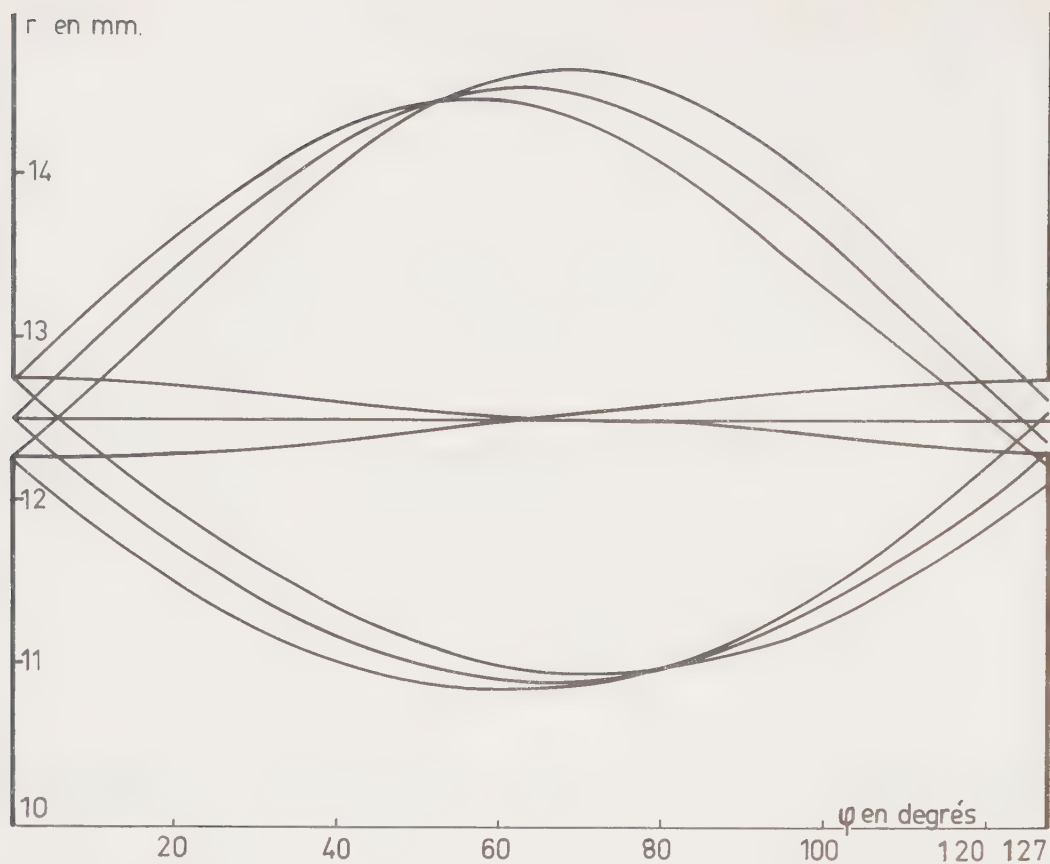


Figure 25 - Trajectoires obtenues par la méthode du rayon de courbure.

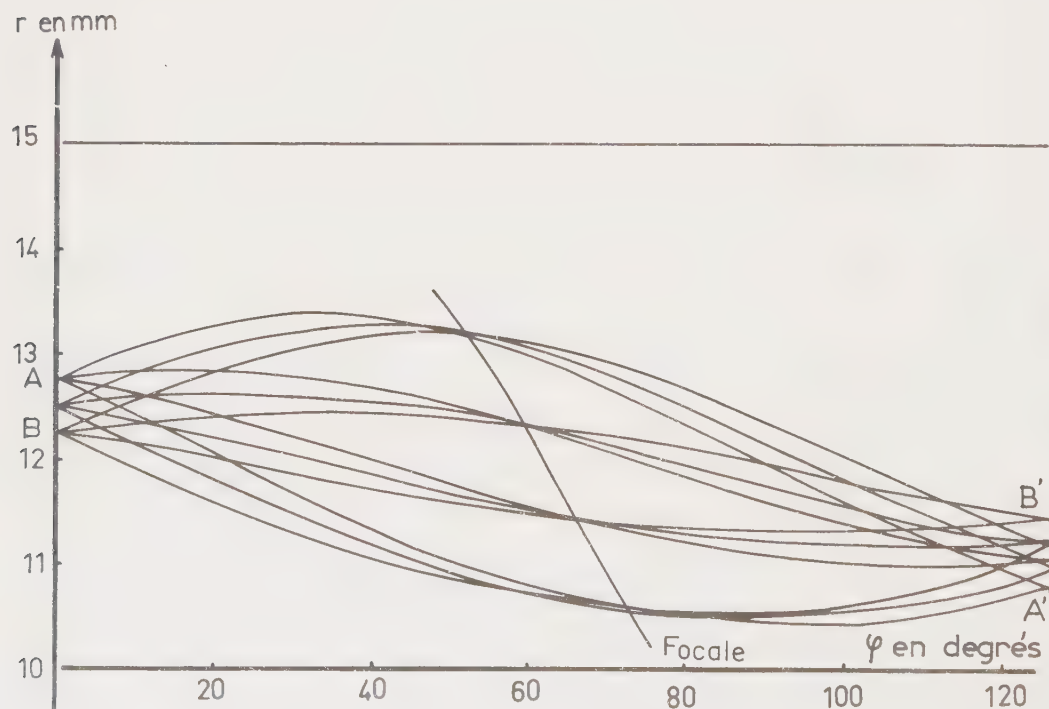


Figure 26 - Faisceau électronique pour $\beta = -0,05$.

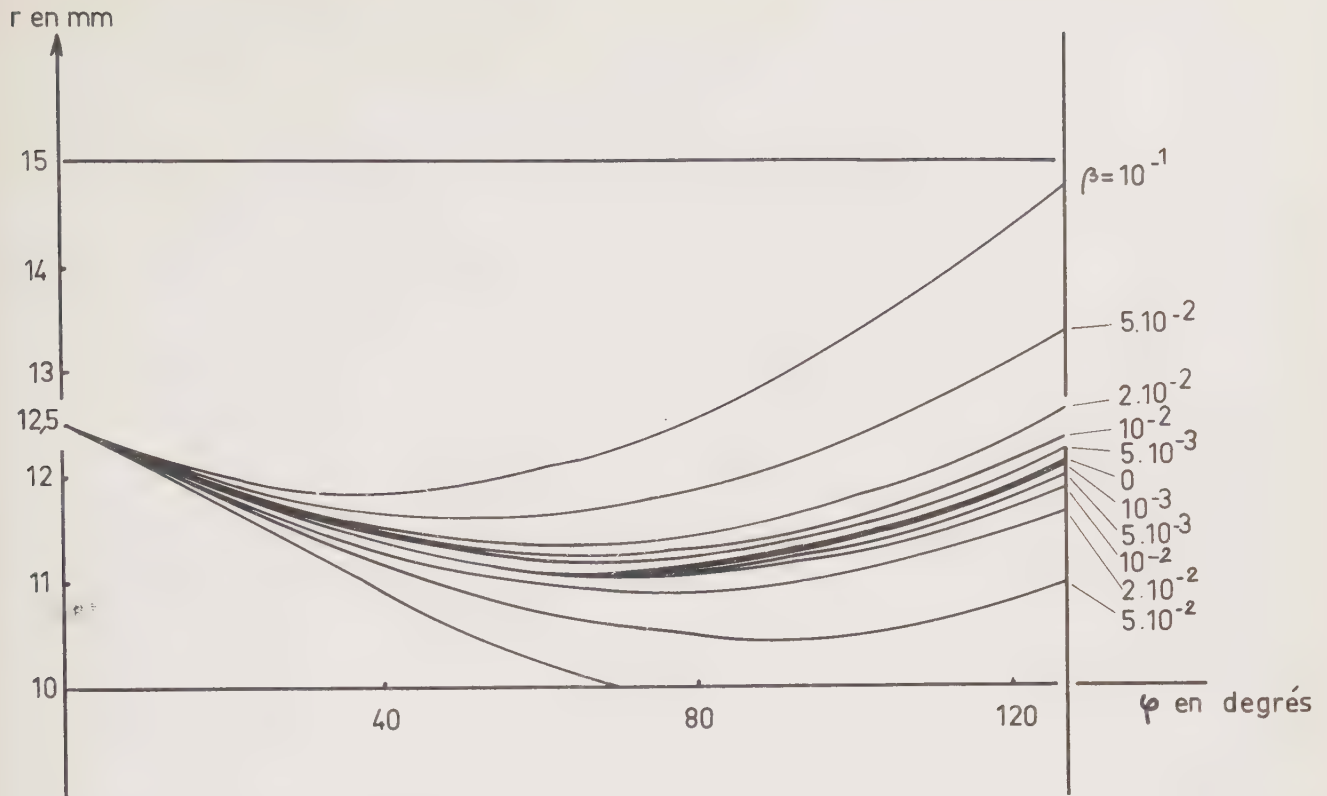


Figure 27 - Dispersion chromatique.

principal est d'en réduire l'intensité ; elle est également responsable de l'accroissement de la largeur de bande dans la mesure où ces charges peuvent sortir de l'appareil.

La répartition dans l'espace n'est évidemment pas homogène, et nous examinerons ultérieurement les régions où ses effets sont susceptibles d'entraîner des perturbations sur le faisceau.

II. 3. 2 - La charge d'espace à l'intérieur du faisceau dépend directement de l'intensité transportée et tend à en accroître les dimensions.

Le calcul suivant permet d'évaluer la modification des trajectoires extrêmes et de déterminer le seuil d'intensité en deçà duquel les forces de répulsion dans le faisceau deviennent négligeables.

II. 3. 3 - Calcul de l'équation du mouvement

On suppose que la densité de charge est homogène dans une section droite du faisceau.

On néglige l'existence des charges extérieures.

La section droite du faisceau, figure 28, est supposée circulaire ; à ce sujet, il est à noter que la réalisation expérimentale est effectivement munie, non pas de fentes, mais de trous d'entrée; nous examinerons ultérieurement les raisons qui ont motivé ce choix.

Le théorème de Gauss appliqué à une portion du faisceau, figure 28, donne :

$$\int E'_r 2 \pi h ds = \frac{1}{2 \epsilon_o} \int \rho dv$$

soit

$$E'_r = \frac{\rho h}{2 \epsilon_o}$$

ρ est la densité de charge dans le faisceau

h le rayon du faisceau

E_r champ radial de charge d'espace

$$\rho = \frac{I}{\pi h^2 v} \quad (\text{II. 10})$$

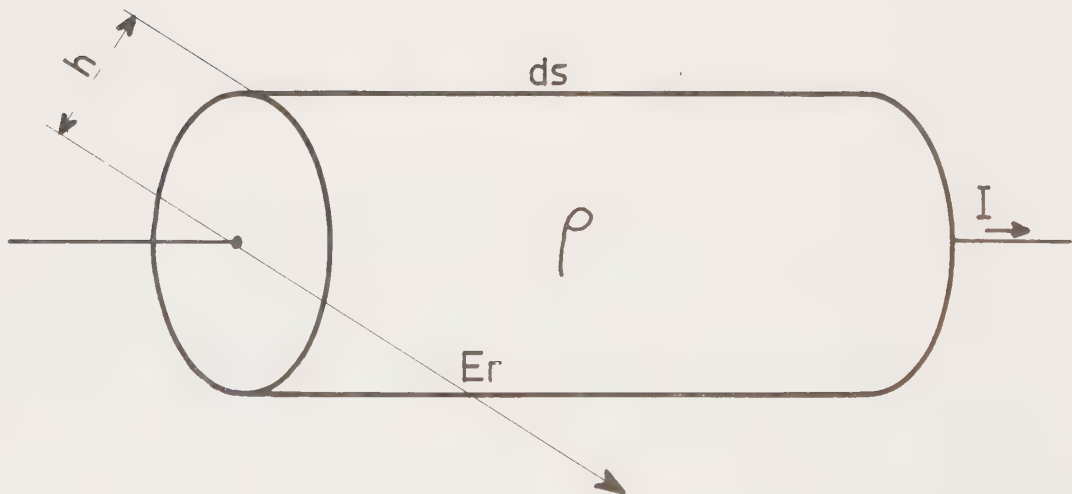


Figure 28 - Champ électrostatique de charge d'espace.

donc, avec les notations précédentes ,

$$E_r' = \frac{I}{2 \pi r_o \epsilon_o v (y - 1)} \quad (II. 11)$$

En utilisant le même raisonnement que pour l'équation (II. 6) il vient :

$$E_r' = \frac{I r_o y}{2 \pi \epsilon_o v_o r_o^2 (y - 1)} \quad (II. 12)$$

en reportant ce terme de perturbation dans (II. 4), on obtient l'équation dynamique projetée suivant r pour les rayons limites du faisceau

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = m r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 - e \left(E - \frac{I}{2 \pi \epsilon_o v_o r_o} \cdot \frac{y}{y - 1} \right) \quad (II. 13)$$

l'expression de la force due à la charge d'espace change de signe selon que y est supérieur ou inférieur à 1, et il n'est donc pas nécessaire d'émettre des hypothèses supplémentaires quant au signe de ce terme de perturbation : l'équation reste valable pour les rayons limites du faisceau quelle que soit leur position par rapport au rayon moyen.

L'équation (II. 13) peut être développée de la même manière que précédemment, et les calculs conduisent à l'expression suivante :

$$y'' - 2 \frac{y'^2}{y} + y^2 \left[-\frac{1}{y} + \frac{y}{(1 + \beta)^2 \left(\frac{r_1}{r_o} \right)^2 \cos^2 \alpha} \left(1 - \frac{I}{4 \pi \epsilon_o \sqrt{\frac{2 e V_o}{m}} V_o} \cdot \frac{y^2}{y - 1} \right) \right] \quad (II. 14)$$

On constate cette fois que l'énergie des particules qui n'intervenait pas dans l'équation (II. 6) apparaît ici ; et cette remarque n'est évidemment pas surprenante puisque dans les calculs de charge d'espace les résultats font généralement état de la tension d'accélération des particules aussi bien que de l'intensité transportée par le faisceau.

Il est dès lors possible d'exploiter l'équation (II. 14) de la même manière que l'équation (II. 6) et de tracer un certain nombre de trajectoires correspondant à diverses valeurs des paramètres I et V .

II. 3. 4 - Les trajectoires en charge d'espace

La figure 29 reproduit les trajectoires extrêmes du faisceau pour différents angles d'incidence et montre notamment que pour les fortes intensités ($I = 10^{-3}$ A) il est intéressant de travailler non plus avec des rayons peu inclinés sur la normale, mais au contraire avec des angles d'incidence importants.

Ce résultat était du reste prévisible intuitivement puisque l'on sait que le champ répulsif de charge d'espace est d'autant plus important que le faisceau est étroit.

La figure 30 illustre la deuxième conclusion importante de ces calculs en charge d'espace : pour des densités de courant inférieures à 5.10^{-5} A.cm⁻², soit 10^{-6} A pour l'appareil étudié, les perturbations ne sont plus sensibles et les résultats sont identiques pour les équations (II. 14) et (II. 6). Il est dès lors possible de préciser le domaine de validité de la première partie de ces calculs (en l'absence de charge d'espace), et d'affirmer que, compte tenu des dimensions de l'appareil (trous de 0,5 mm de diamètre et rayon de trajectoire de 12,5 mm), la charge d'espace dans le faisceau ne modifie pas les trajectoires pour un courant inférieur à 10^{-6} A.

Or, les intensités mesurées à la sortie de l'appareil n'ont jamais été supérieures à 10^{-8} A, il est donc permis de penser que l'équation (II. 6) représente avec une bonne approximation la réalité physique.

II. 4 - Détermination théorique de la résolution

Sur le graphique de la figure 31, on a porté en ordonnée la valeur du coefficient de dispersion β et en abscisse celle du rayon d'impact r_ρ de la figure 13.

Il est possible pour chaque valeur de β de représenter en grandeur et position l'image A'B' de la fente d'entrée AB donnée par un faisceau monochromatique de vitesse $v = v_0 (1 + \beta)$.

La fente de sortie schématisée par deux droites h h' et f f' parallèles à l'axe des ordonnées détermine pour chaque valeur de β le pourcentage des particules du faisceau autorisées à sortir.

Sous réserve de certaines hypothèses, il est possible d'égaliser ce pourcentage au rapport des segments AC/A'B', de reporter la valeur ainsi trouvée en ordonnée, celle de la vitesse correspondante en abscisse, et d'obtenir la courbe de résolution du filtre électrostatique figure 32.

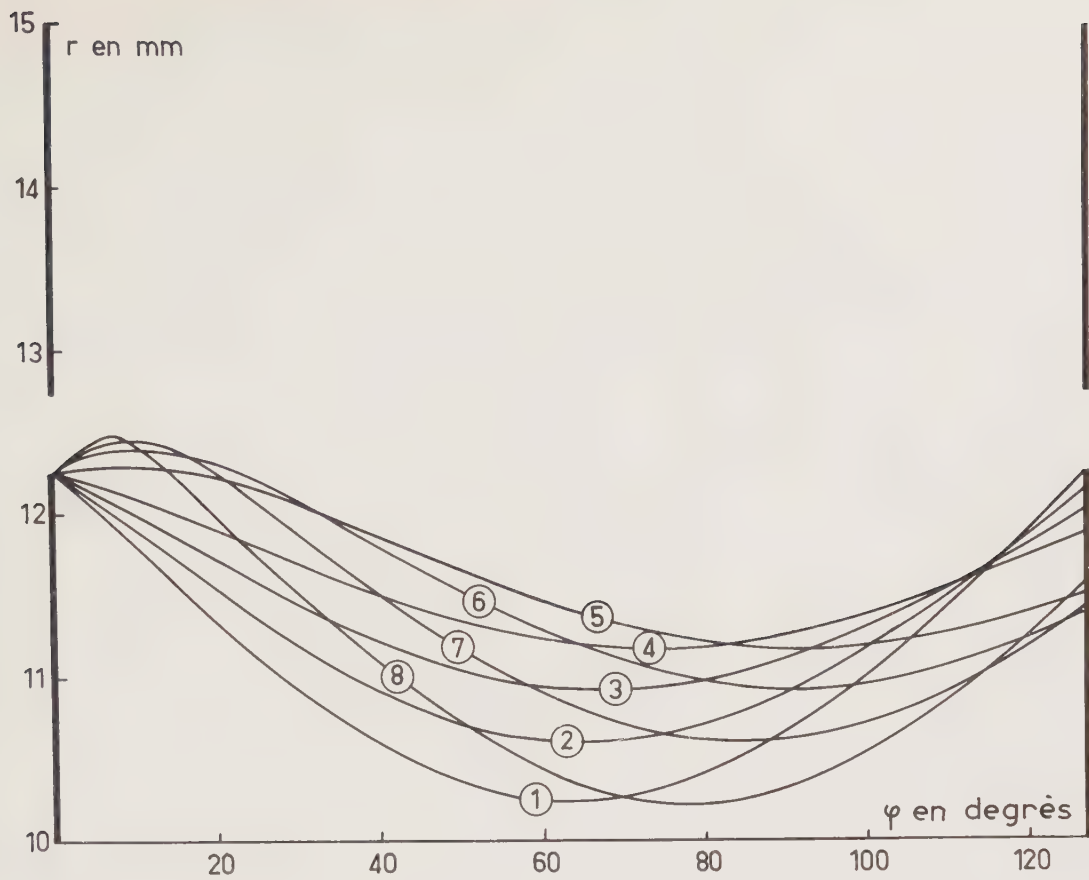


Figure 29 - Trajectoires en charge d'espace.

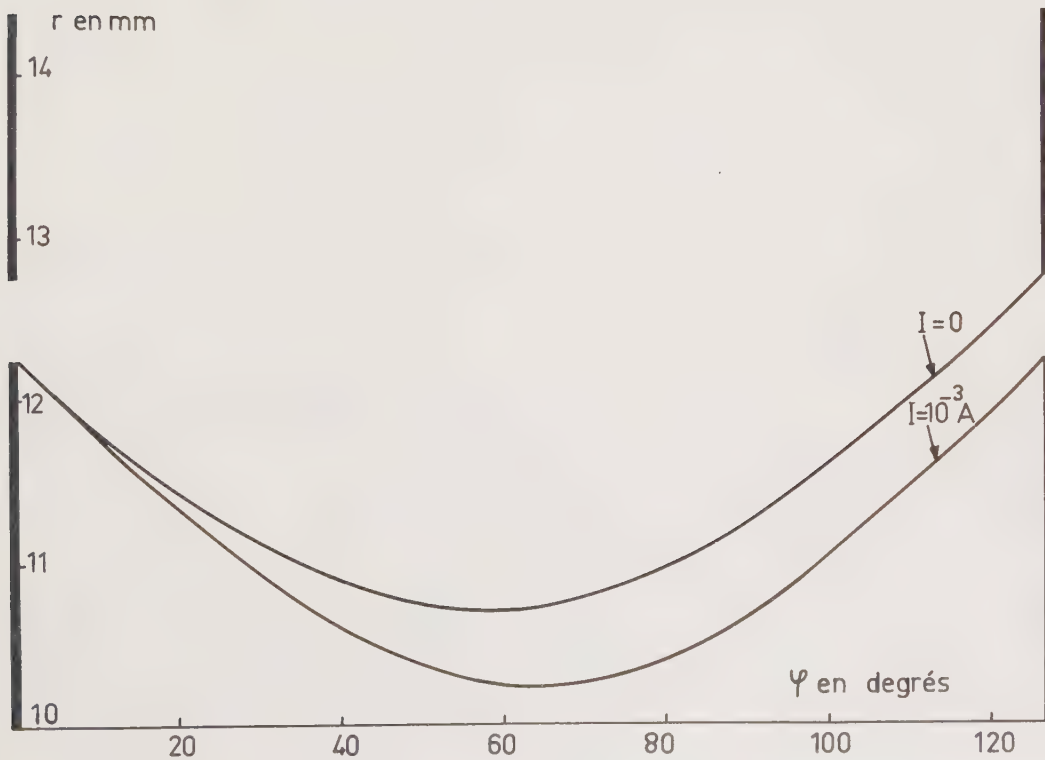


Figure 30 - Influence de la charge d'espace

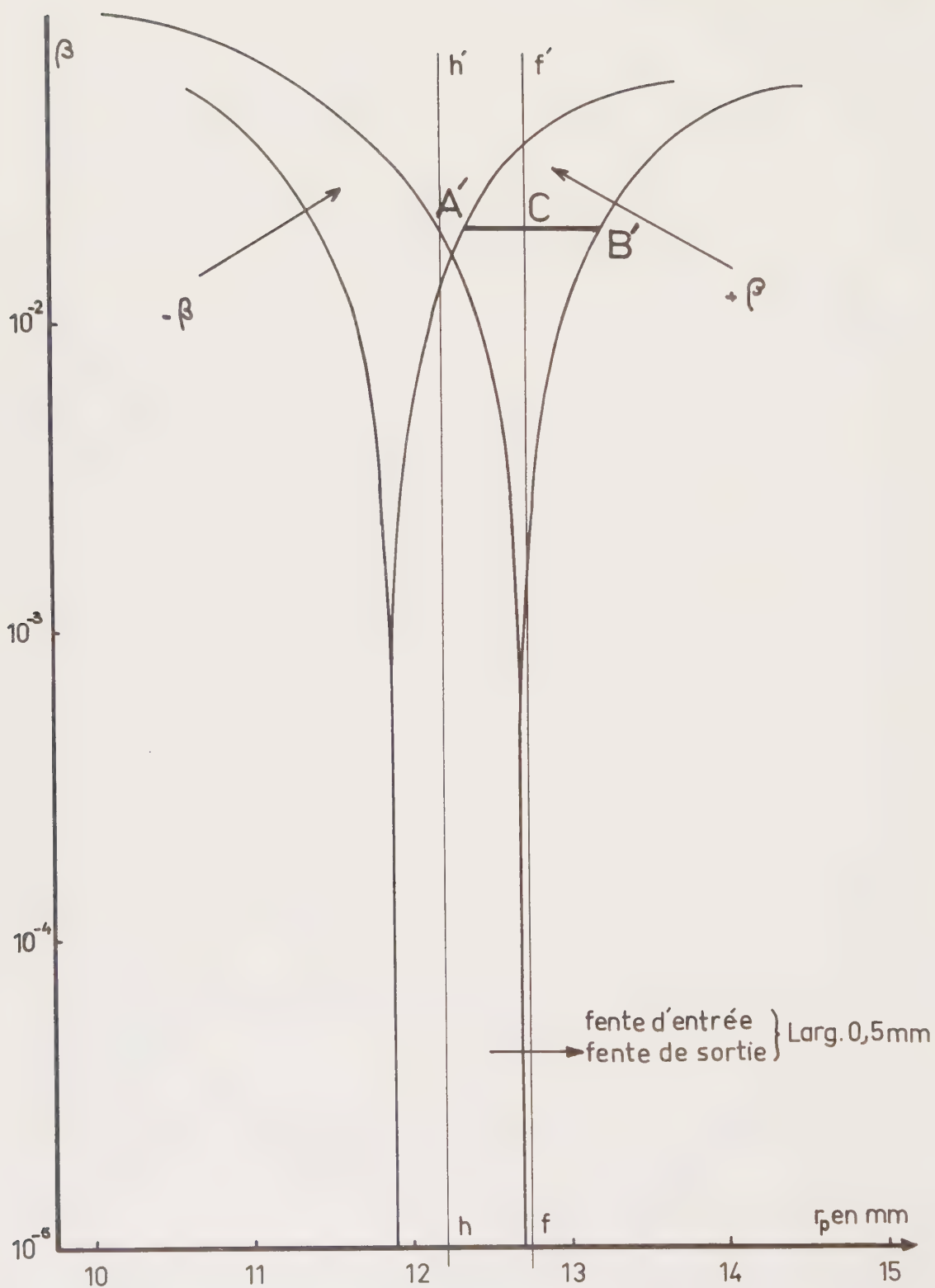


Figure 31 - Analyseur cylindrique : diagramme de résolution.

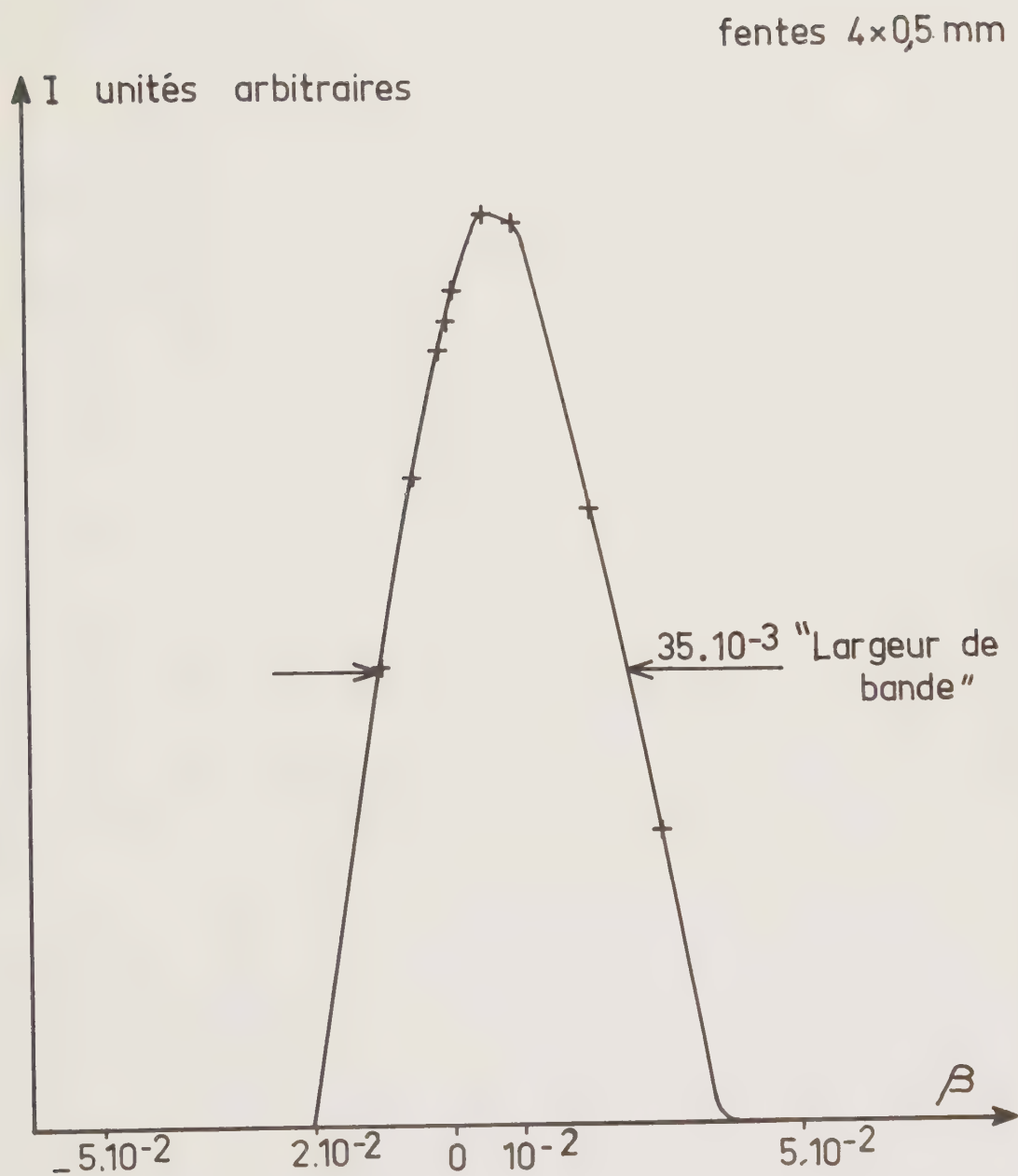


Figure 32 - Analyseur cylindrique : Courbe de réponse.

Les hypothèses en question sont les suivantes :

- on suppose d'abord que l'intensité totale de chacune des images correspondant à une vitesse donnée est la même. Ceci semble légitime si l'on compare la bande d'énergie délivrée par l'analyseur à celle dont il dispose à l'entrée : la "tranche" sélectionnée par l'appareil est suffisamment fine pour considérer que ce dernier dispose à l'entrée d'une intensité constante quelle que soit l'énergie.
- la deuxième hypothèse apparaît moins évidente : le raisonnement précédent supposait en effet que l'intensité était constante le long d'un "segment image" (image de la fente donnée par un faisceau monocinétique). Ce qui implique d'une part que l'intensité est constante le long de la fente d'entrée, et d'autre part que le système optique est dépourvu d'aberrations (autres que chromatiques). Or, les trajectoires déterminées à partir de l'équation (II. 6) montrent bien qu'à un point objet ne correspond pas un point image (figures 24, 25, 26), mais bien une "tache". De plus, le faisceau à l'entrée de l'appareil présente probablement une répartition gaussienne de densité de charges.

Il y aurait donc lieu de corriger le diagramme précédent en appliquant à chaque "segment image" une distribution d'intensité adéquate.

Si l'on adopte par exemple une répartition gaussienne, on constate que les segments images centrés sur la fente sont "favorisés" en intensité par rapport à ceux qui sont décalés, ce qui aura pour effet de réduire la largeur de bande de la courbe de résolution. De même toute autre répartition du même type, figure 33, tendrait également à réduire la contribution des vitesses extrêmes du spectre de résolution, donc à réduire la largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution.

Il semble donc que la valeur de 35 mV à mi-hauteur (pour un faisceau de 1 volt d'énergie et un appareil possédant les caractéristiques déjà mentionnées) soit en fait une limite supérieure susceptible d'être réduite en fonction de la distribution énergétique.

Néanmoins comme nous le verrons au Chapitre IV. 5, les valeurs expérimentales ont confirmé la bonne approximation de cette évaluation. Citons enfin deux récentes publications de COTTE / 26 / et BARAT / 27 / qui retrouvent, par des méthodes de calcul différentes, et en tenant compte de l'influence de la charge d'espace des valeurs théoriques très voisines des nôtres.

Sur ce problème de l'influence de la charge d'espace, il est toutefois nécessaire d'émettre une réserve, dans le cas, notamment, du calcul de Barat. Celui-ci détermine , en

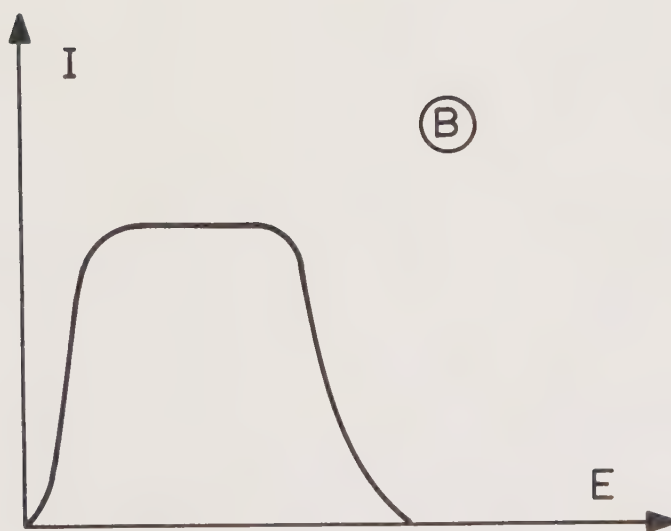
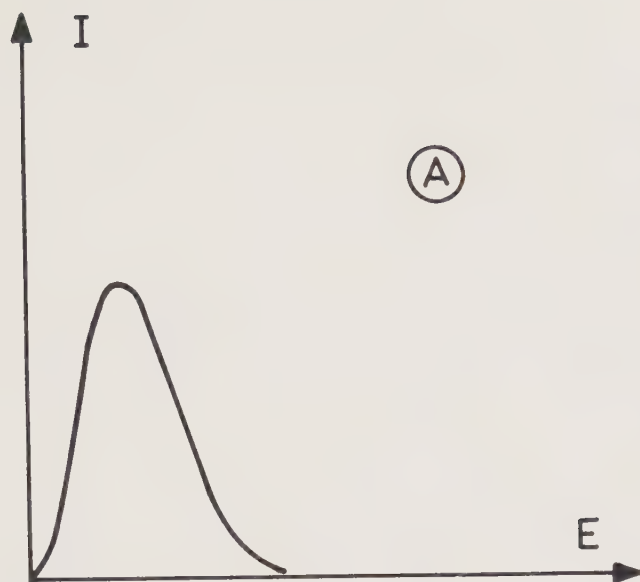


Figure 33 - Répartition de l'intensité le long du segment image.

effet, une résolution pour un angle d'entrée très faible (1 degré). Il est évident que dans ce cas la charge d'espace, intervient même pour des faibles intensités, sur la forme de la courbe de résolution, et que la limite de $5.10^{-5} \text{ A cm}^{-2}$ trouvée au Chapitre II. 3. 4 avec une large ouverture est certainement supérieure à la valeur limite que l'on obtiendrait à partir d'un modèle théorique à très faible ouverture, car la modification des trajectoires est d'autant plus importante que l'angle d'incidence est faible, figure 29.

II. 5 - Calculs en présence d'un champ magnétique coaxial

La question se pose de l'influence d'un champ magnétique résiduel et nous avons été amenés à en préciser les conséquences éventuelles pour un champ parallèle à l'axe des électrodes. Imaginons un champ magnétique de module et de direction constants dans le volume contenant les analyseurs et posons à nouveau l'équation du mouvement.

Pour les particules possédant la vitesse nominale (le calcul est évidemment identique pour toute autre vitesse), la trajectoire d'équilibre sera définie par :

$$\frac{m v_o^2}{r_o} = e E_o + e v_o B \quad (\text{II. 15})$$

soit

$$\frac{4 V_o^2}{r_o^2} + E_o^2 - \frac{4 E_o V_o}{r_o} = B^2 \frac{2 e V_o}{m}$$

$$\boxed{\frac{4 V_o^2}{r_o^2} - 2 V_o \left(\frac{2 E_o}{r_o} + \frac{e}{m} B^2 \right) + E_o^2 = 0} \quad (\text{II. 16})$$

On voit donc apparaître deux racines en V_o , c'est-à-dire que deux valeurs distinctes de l'énergie peuvent correspondre à une même trajectoire stationnaire et l'appareil ne fournira plus un pic mais bien un doublet sous réserve de certaines conditions que nous préciserons ultérieurement.

On peut du reste calculer la différence $V - V'$ entre les deux racines :

$$V - V' = \frac{\sqrt{\Delta}}{a}$$

$$V - V' = B \sqrt{\frac{e}{m} \left(\frac{e}{m} B^2 + \frac{4 E_o}{r_o} \right)} \quad (\text{II. 17})$$

Dans le cas de notre appareil qui est muni de bobines d'Helmholtz dont l'axe est vertical comme celui des électrodes cylindriques, la relation (II. 17) devient, compte tenu des caractéristiques des bobines (8 spires de diamètre 330 mm)

$$V - V' = 0,36 I \sqrt{\Delta V} \quad (\text{II. 18})$$

ΔV étant la différence de potentiel appliquée entre les cylindres de l'appareil

I étant le courant dans les bobines mesuré à partir de l'intensité

I_0 nécessaire pour annuler le champ magnétique résiduel

I_1 étant le courant réel, on a la relation

$$I = I_1 - I_0$$

Le calcul précédent ne tient pas compte du sens de la vitesse et le diagramme de la figure 34 montre que les deux vitesses "autorisées" n'auront le même sens que si le champ électrique est inversé par rapport au mode de fonctionnement normal sans champ magnétique, figure 34.

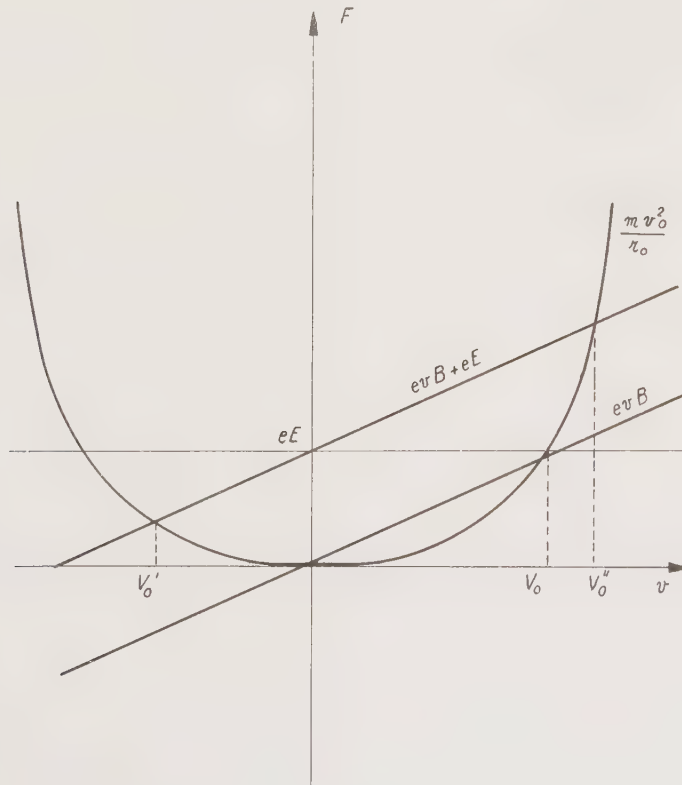


Figure 34 - Diagramme des forces.

Dans le cas du montage double c'est-à-dire pour deux appareils identiques montés en série, le même raisonnement doit être tenu pour le second analyseur, avec une restriction, cependant sur la distribution en énergie à l'entrée qui ne peut plus être considérée comme uniforme mais peut se présenter comme un doublet.

II. 6 - Diagramme du fonctionnement

II. 6. 1 - Fonctionnement sans champ magnétique

Il est prudent d'examiner avec attention la marche du faisceau depuis le filament jusqu'à la sortie du second analyseur. La figure 35 illustre cette étude en l'absence de champ magnétique. La distribution gaussienne à l'émission part du potentiel zéro par rapport au filament, et le fait de porter un volume de l'espace au potentiel V_M revient donc sur le diagramme de la figure 35, à déplacer le pied de cette courbe jusqu'au niveau V_M .

D'autre part, la relation fondamentale (I. 17) qui définit l'énergie "autorisée" par l'appareil peut s'écrire :

$$V_R = k \Delta V \quad (\text{II. 20})$$

V étant la différence de potentiel aux bornes de l'appareil et V_R l'énergie réelle par rapport au filament du faisceau "autorisé".

L'analyseur délivre donc un courant à la sortie s'il trouve sur son rayon moyen des électrons possédant cette énergie V_R .

Le potentiel sur ce dernier est donné par la formule :

$$V_M = V_1 + \Delta V \cdot \frac{\text{Log} \frac{R_1 + R_2}{2 R_1}}{\text{Log} \frac{R_2}{R_1}} \quad (\text{II. 21})$$

Pour plus de commodité, prenons une valeur approchée en faisant la moyenne de V_1 et V_2

$$V_M = \frac{V_1 + V_2}{2} \quad (\text{II. 22})$$

Si ΔV est fixé, il faudra "balayer" le potentiel des deux électrodes jusqu'à ce que la bande d'énergie autorisée V_R vienne en coïncidence avec une partie du spectre gaussien. L'énergie réelle des électrons sortants V_R sera déterminée par :

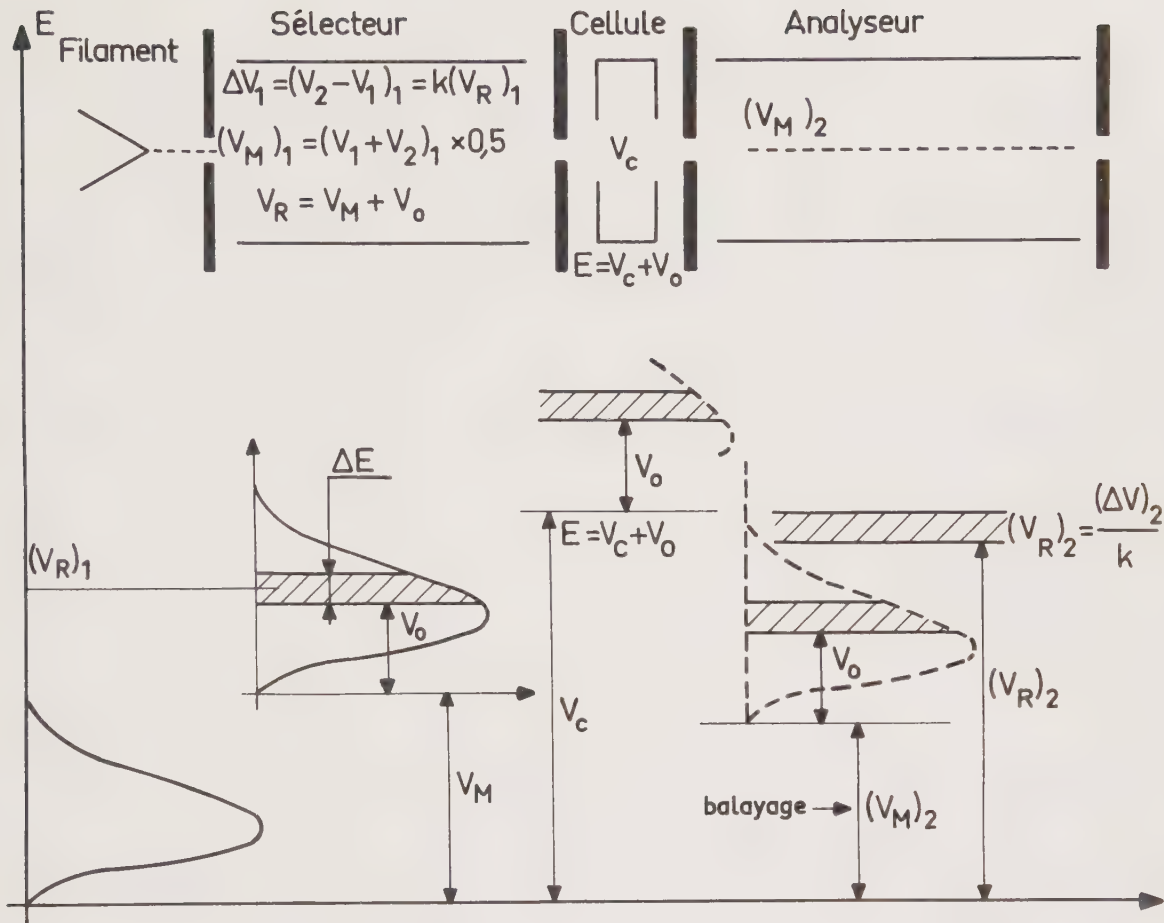


Figure 35 - Analyseur cylindrique : Diagramme de fonctionnement sans champ magnétique.

$$V_R = V_M + V_O \quad (\text{II. 23})$$

V_O décalage par rapport au niveau zéro variant suivant la zone du spectre gaussien sélectionnée (figure 35).

Le même raisonnement appliqué au deuxième appareil, montre que le courant sera maximum à la sortie de celui-ci lorsque en balayant sur le potentiel de ses deux électrodes, on mettra en coincidence sa bande V'_R autorisée avec la bande V_R filtrée par le premier (figure 35).

De façon plus imagée, disons que ce type d'appareil, comme du reste tous les "filtres d'énergies" donne une "mémoire" aux électrons dans la mesure où, ceux-ci ne disposent plus d'une large répartition gaussienne, dont le "pied" se trouve au niveau zéro, mais d'une "tranche" énergétique décalée par rapport au zéro des potentiels. Les remarques suivantes en découlent :

- a) L'énergie des électrons dans la cellule de mesure peut varier suivant le réglage du sélecteur, pour une même tension V_C appliquée.
- b) Le réglage de l'analyseur n'est valable que pour une valeur V_M ou ΔV du sélecteur, et il n'est pas étonnant, de voir disparaître le courant à la sortie de l'analyseur après avoir déréglé le sélecteur tout en mesurant le même courant dans la cellule, car si V_O est modifié, V'_M le sera également.
- c) Il y a lieu d'être prudent lors de l'observation d'un phénomène physique dans la cellule : l'emploi du deuxième analyseur est un bon moyen de contrôle de la constante de V_O , la simple mesure du courant total sur la cellule ne suffit pas.

II. 6. 2 - Fonctionnement avec un champ magnétique axial

Les résultats du Chapitre II. 5 s'appliquent également au diagramme du paragraphe précédent.

Notons simplement qu'à la sortie du deuxième analyseur il est possible d'observer soient trois, soient quatre pics, en balayant comme précédemment sur le potentiel des deux cylindres. En effet, si les deux appareils sont réglés à la même valeur ΔV , la formule (II. 18) montre que l'écart entre les bandes autorisées est le même, il y aura donc un premier pic, puis un second beaucoup plus grand qui correspond à la coincidence totale des deux doublets, enfin un troisième correspondant comme le premier à la coincidence d'une branche de chaque doublet.

Si les appareils fonctionnent avec des valeurs différentes de ΔV , la formule (II. 18) donne un écart différent pour chaque doublet, et le balayage fournira un pic à chaque coïncidence, soit quatre pics au total.

II. 7 - Etude de l'injection et de l'extraction du faisceau

II. 7. 1 - L'injection

Les calculs des Chapitres II. 2 et II. 3 ont montré qu'une faible partie du faisceau entrant dans le sélecteur contribuait au courant de sortie. Il est donc souhaitable, par un système d'injection approprié, d'éliminer avant leur entrée, les électrons dont la vitesse ou la divergence angulaire sont très différentes de celles du faisceau nominal.

L'utilisation d'un canon à électrons contribue effectivement à réduire la largeur de bande grâce à la technique du champ retardateur / 28 / qui permet de couper la queue de la distribution gaussienne, figure 36, en repoussant les électrons qui ont perdu une certaine énergie.

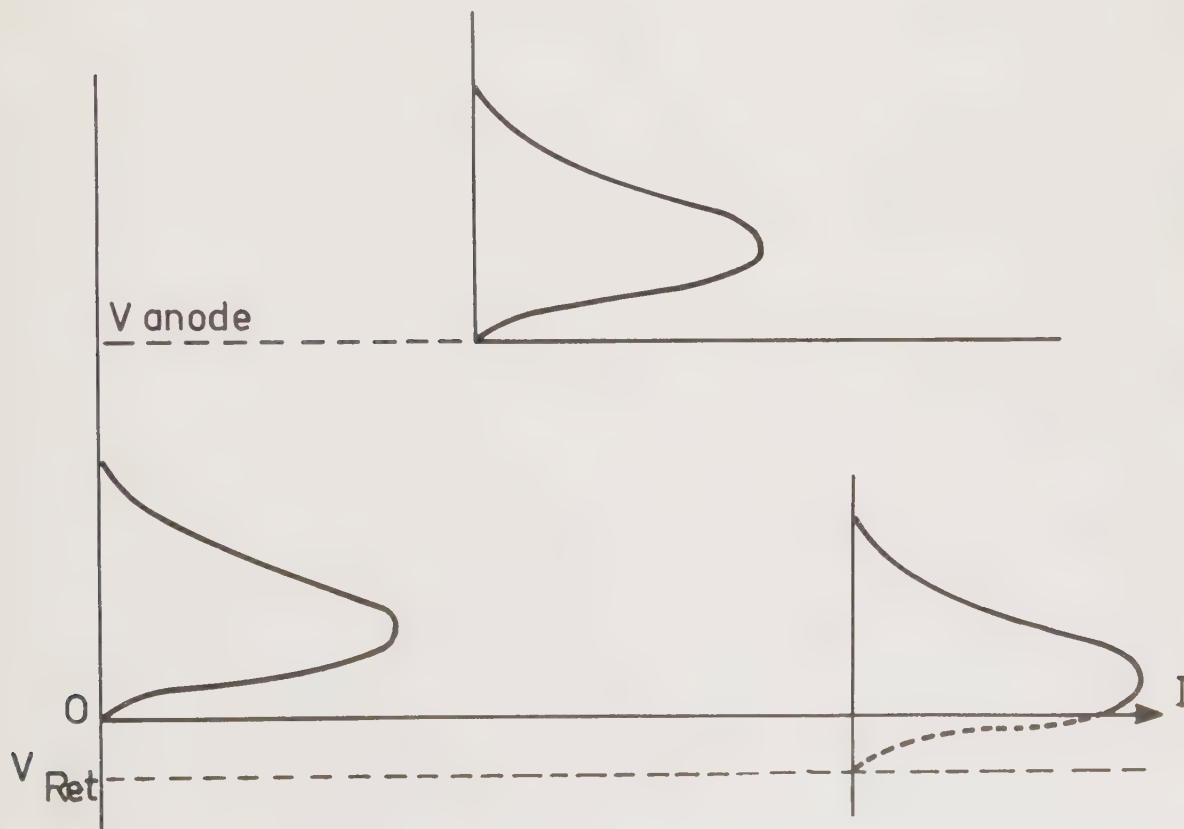


Figure 36 - Influence d'un champ retardateur sur la répartition énergétique du faisceau.

L'autre propriété importante du canon est d'introduire le faisceau dans l'appareil avec l'ouverture angulaire désirée : les calculs du Chapitre II. 2 permettent de fixer la valeur de l'ouverture maximale du faisceau soit :

$$\frac{\theta}{2} \simeq 0,2 \text{ radians}$$

au delà de laquelle les électrons atteignent les parois. Précisons que cet angle est une valeur maximale puisqu'il a été déterminé pour un faisceau d'énergie nominale et qu'il est souhaitable de travailler avec une valeur bien plus faible.

En fait, le compromis entre l'intensité transmise et la résolution apparaît déjà à ce niveau, et il est possible finalement, par un réglage approprié du canon de le résoudre en fonction des impératifs de l'expérience, c'est-à-dire la résolution qui est nécessaire et les moyens de détection dont on dispose.

II. 7. 2 - Les fentes de sortie

Nous avons signalé au Chapitre II. 1 que le système de fente de la figure 22 perturbait peu les équipotentiels par rapport au système classique de la figure 21.

Une autre propriété remarquable de cette géométrie (figure 37 a) est qu'elle permet aux particules non autorisées de sortir de l'appareil au lieu, comme c'est le cas pour les dièdres classiques (figure 37 b), de les laisser rebondir sur la face de sortie.

Il est important de noter à ce propos que la carte de potentiel étant symétrique, un électron réfléchi normalement sur la face de sortie suit une trajectoire identique au retour et la précaution à prendre, avant toutes, est d'éviter cette réflexion qui provoque un accroissement de la charge d'espace dans le faisceau.

Les deux solutions possibles sont donc : soit de reculer la face de sortie tout en en laissant la fente dans le plan de focalisation (système de fentes obliques), soit de supprimer cette face et de la transporter optiquement plus loin de l'appareil au moyen d'une lentille appropriée : c'est la méthode utilisée par SIMPSON / 2 / dont l'appareil travaille avec des plans d'entrée et de sortie virtuels.

Cette dernière méthode présente en outre les avantages suivants :

a) Il est possible de choisir le grandissement de l'optique d'extraction.

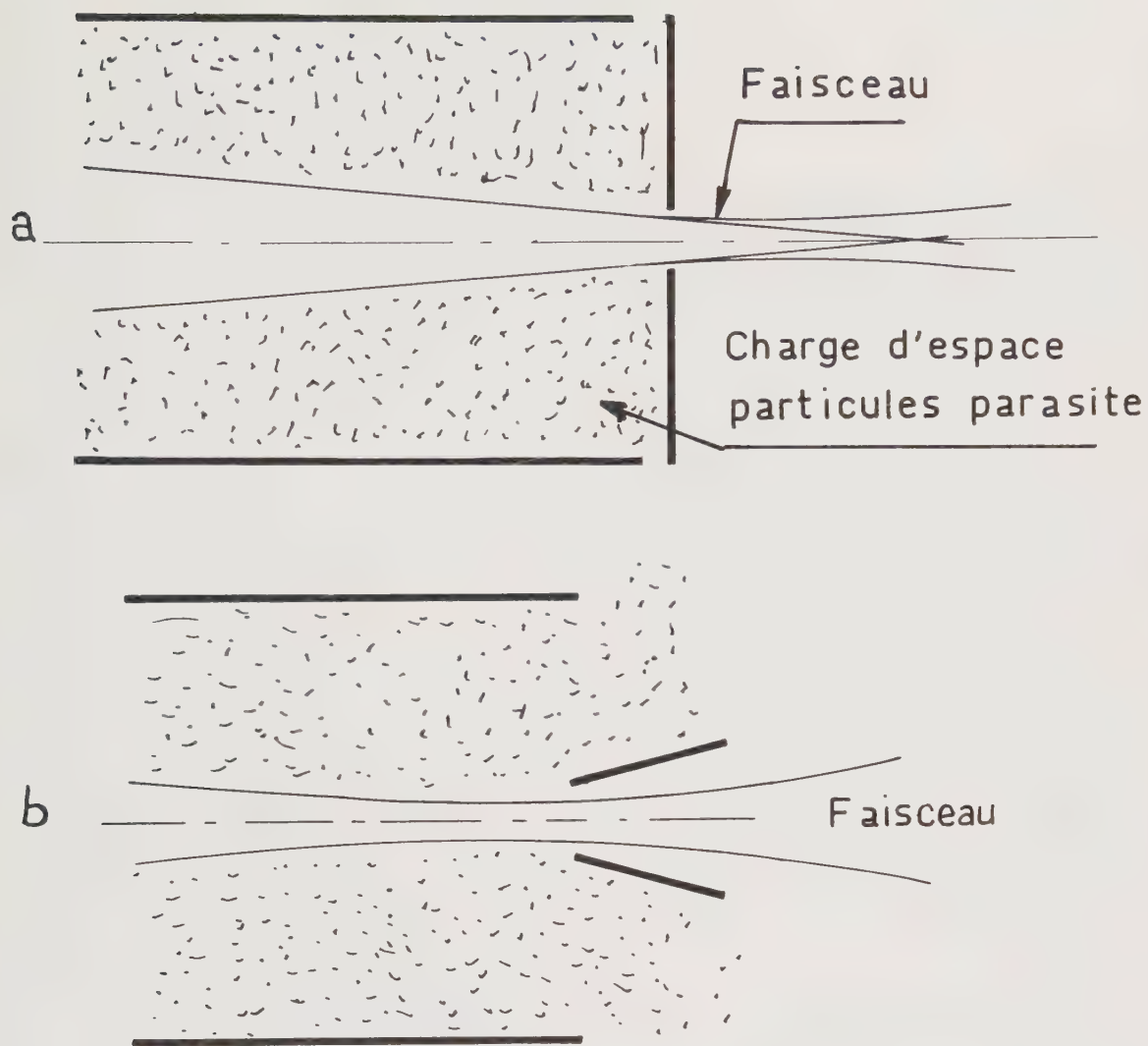


Figure 37 - Influence des faces de sortie sur le faisceau.

b) Il est également possible de contrôler l'ouverture angulaire du faisceau avant de l'introduire dans la cellule, ce qui est parfois indispensable, dans le cas, notamment de l'observation des résonances élastiques dans une direction précise.

Les photos de la figure 38 montrent la trace de l'impact des électrons sur la face d'entrée, donnant ainsi la preuve de la réflexion sur la face de sortie. On constate d'autre part, que cette trace est centrée par rapport à la fente, c'est-à-dire que la trajectoire retour coïncide avec celle de l'aller.

Ces photos ont été prises après une centaine d'heures de fonctionnement, les plaques de concentration verticale n'ayant pas été polarisées, ceci explique l'allongement anormal du faisceau qui nous a permis d'observer ce phénomène de réflexion. Par la suite, les plaques de concentration ayant été polarisées négativement aucune trace d'impact n'a pu être observée.

II. 7. 3 - Le problème des grilles

Depuis la publication de MARMET / 3 / en 1960, il a été généralement reconnu qu'un analyseur électrostatique ne pouvait être utilisé avec profit qu'avec l'adjonction d'un système de grilles et de collecteurs destinés à absorber la charge d'espace en dehors du faisceau figure 17.

Une publication de SIMPSON / 21 / en 1964 a montré que dans le cas de l'analyseur sphérique d'excellentes performances pouvaient être obtenues avec des électrodes opaques, moyennant certaines précautions à l'injection et à l'extraction du faisceau.

Dans le cas de l'analyseur électrostatique cylindrique le débat étant resté ouvert jusqu'à ce jour, nous sommes à même, au terme de cette étude théorique de lever l'apparente contradiction entre les deux excellentes réalisations de Marmet et de Simpson.

L'utilisation des grilles de Marmet est rendue nécessaire lorsque le courant sur les deux électrodes de l'analyseur est important ; or ce courant provient soit directement du faisceau incident dans le cas où ce dernier présente une importante divergence angulaire, c'est-à-dire lorsqu'aucune optique d'injection particulière n'est utilisée, soit d'une réflexion élastique ou inélastique sur les faces de sortie et d'entrée lorsque celles-ci sont situées dans les plans de focalisation, ce qui est le cas des diédres classiques.

La figure 39 illustre cette conclusion : sur le même graphique ont été enregistrés le courant de sortie sur la cellule, le courant I_5 sur l'électrode interne et le courant I_6 sur l'électrode externe. D'autre part, la courbe $I_5 + I_6$ obtenue graphiquement représente le courant total reçu par ces deux électrodes. Le balayage en tension a été effectué sur l'électrode externe du sélecteur, et une optique d'injection avait été disposée en amont de celui-ci.



Figure 38 a - Impact des électrons sur la face d'entrée et de sortie.

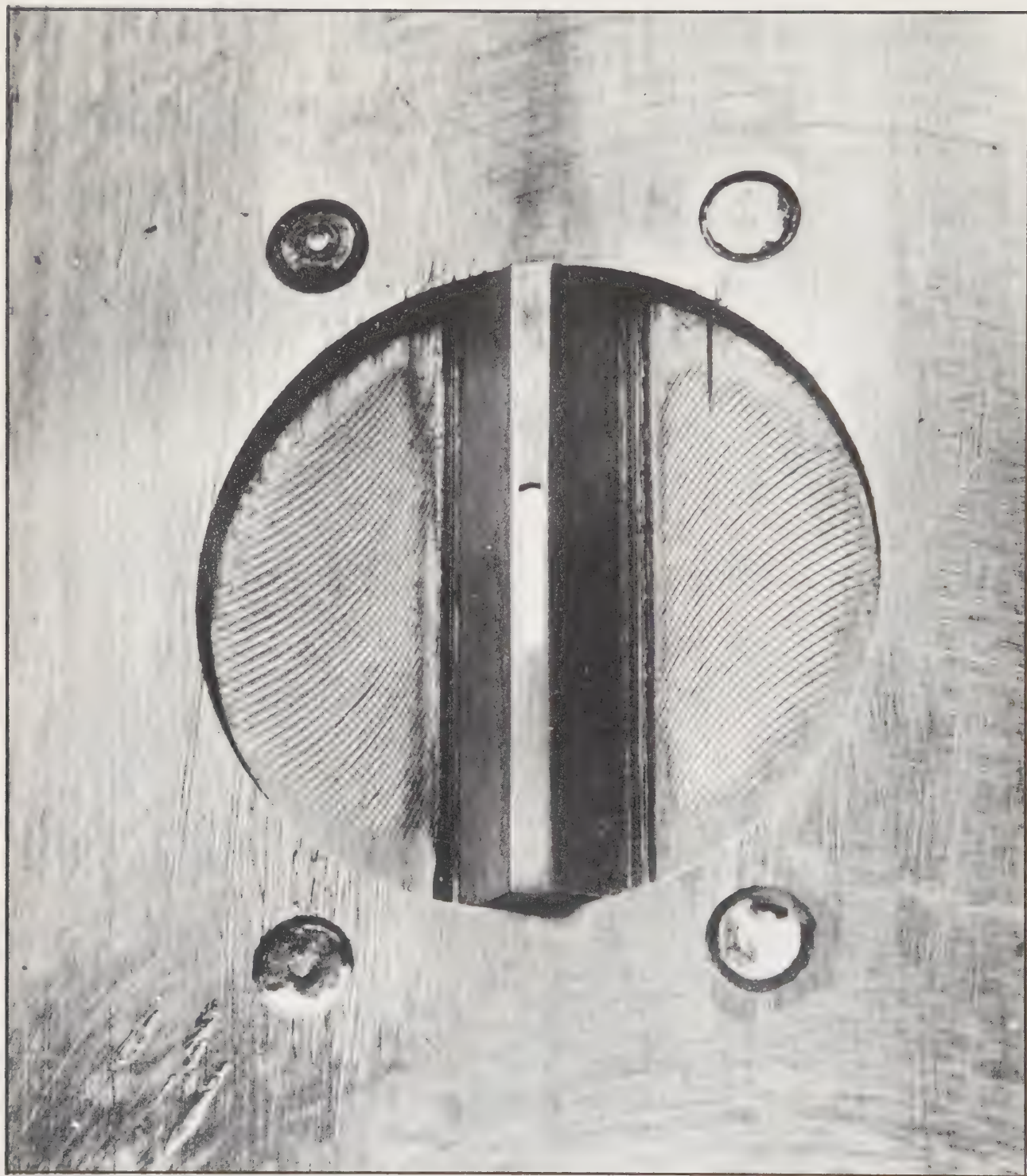


Figure 38 b - Impact des électrons sur la face de sortie.

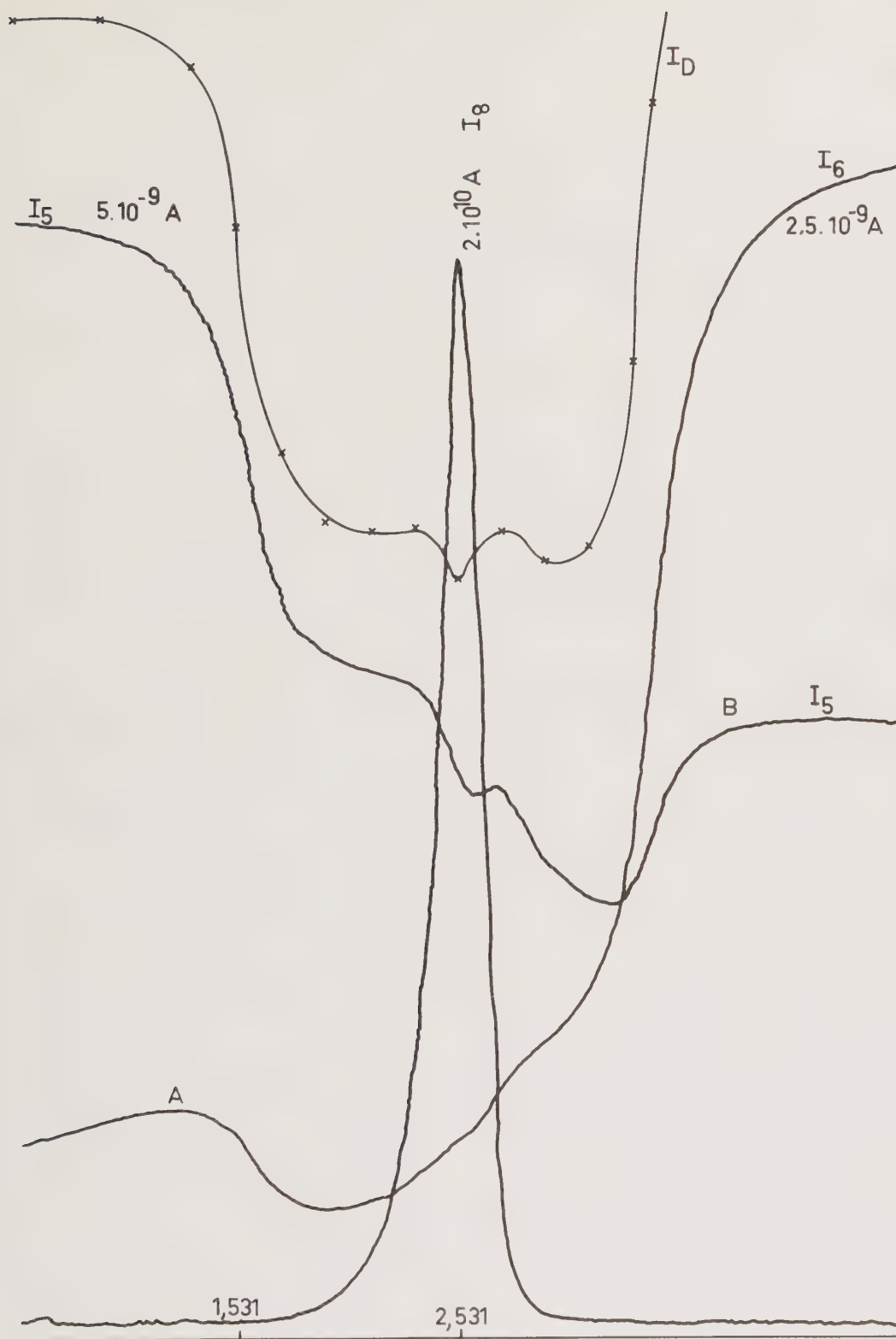


Figure 39 - Courants collectés par les électrodes cylindriques.

Un certain nombre "d'accidents" sur $I_5 + I_6$ proviennent de la refocalisation du faisceau sur l'électrode correspondante après réflexion sur le dièdre de sortie : c'est le cas des sommets A et B.

D'autre part, on remarque une importante décroissance du courant $I_5 + I_6$ au voisinage du pic principal : il semble donc bien que le système de fentes obliques utilisé pour cet enregistrement ait permis de réduire considérablement le courant total reçu sur les électrodes cylindriques au voisinage des conditions de maximum, bien qu'aucun traitement particulier n'ait été mis en oeuvre pour diminuer le coefficient de réflexion sur la face du dièdre et sur la cellule de mesure.

Notons enfin que la largeur du creux de la courbe de $I_5 + I_6$ correspondant à l'exploration totale de la largeur du dièdre représente environ 2 volts, c'est-à-dire que pour une mesure de perte d'énergie d'un faisceau, le problème de l'utilisation des grilles se pose à nouveau pour des différences d'énergie supérieures à cette valeur : le faisceau primaire est alors directement focalisé sur l'électrode externe et aucun des deux systèmes proposés (fentes obliques ou optique d'extraction) ne peut résoudre directement cette difficulté.

Cette constatation a été également faite par SCHULZ / 11 / à propos d'une expérience sur la mesure des niveaux de vibration de l'azote, bien que dans ce cas précis la perte d'énergie à mesurer n'excédait pas la valeur de 2 volts : SCHULZ a cependant ajouté une deuxième grille derrière celle qui constituait l'électrode externe de son analyseur pour absorber le faisceau correspondant au pic principal, figure 18.

- CHAPITRE III - ---

REALISATION

III. 1 - Réalisation mécanique

L'appareil a été conçu en vue de reproduire, dans un premier temps, les expériences classiques en phase gazeuse, puis au cours d'une étape ultérieure, d'étudier les phénomènes de surface par impact électronique.

L'ensemble doit donc être étuvable à 400°C, et présente un certain nombre de caractéristiques telles que :

- amagnétisme
- surfaces propres au vide (pas de dégazage important)
- tenue mécanique excellente à haute température
- faible résistivité

Nous avons finalement adopté une nuance d'acier inoxydable amagnétique et le montage mécanique de l'ensemble (figure 40) est tel que toutes les pièces sont assujetties les unes aux autres par un système de ressorts et de billes de saphir permettant ainsi la dilatation. L'isolement des deux diédres par rapport à la masse est assuré par des pieds d'alumine dont l'un est fixe et positionné par un trou, et les autres sont libres dans des "boutonnieres" dont les grands axes sont parallèles (figure 41).

Chaque analyseur est donc mécaniquement autonome : le diédre supportant un ressort à pression réglable assure le serrage et le positionnement des deux électrodes cylindriques.

Les fentes d'entrée et de sortie sont usinées dans des opercules qui sont eux-mêmes fixés sur les diédres par deux vis et deux pieds de centrage. Il est donc possible, avec le même appareil, de modifier à loisir la largeur ou la forme des fentes en changeant simplement l'opercule correspondant.

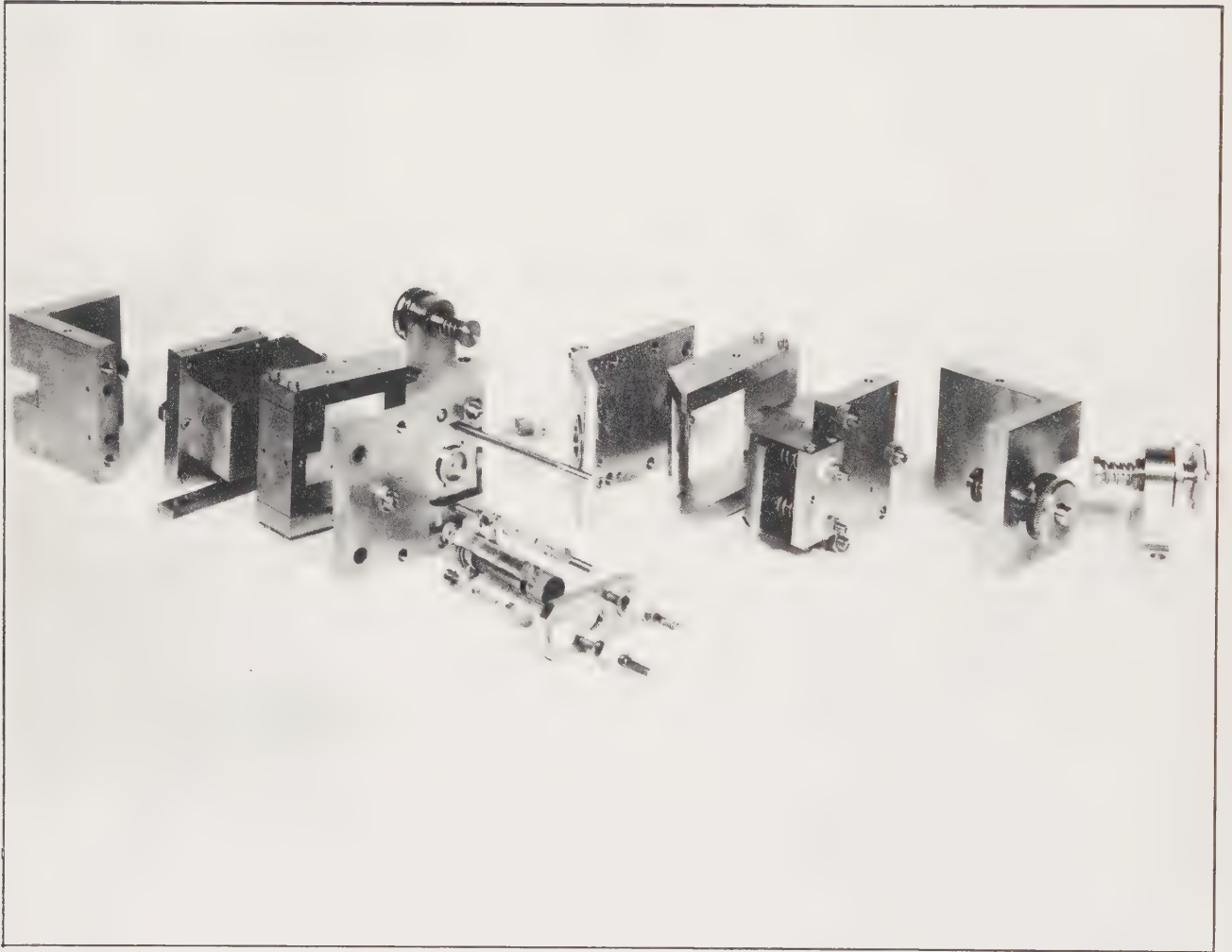


Figure 40 - Vue éclatée du montage double.

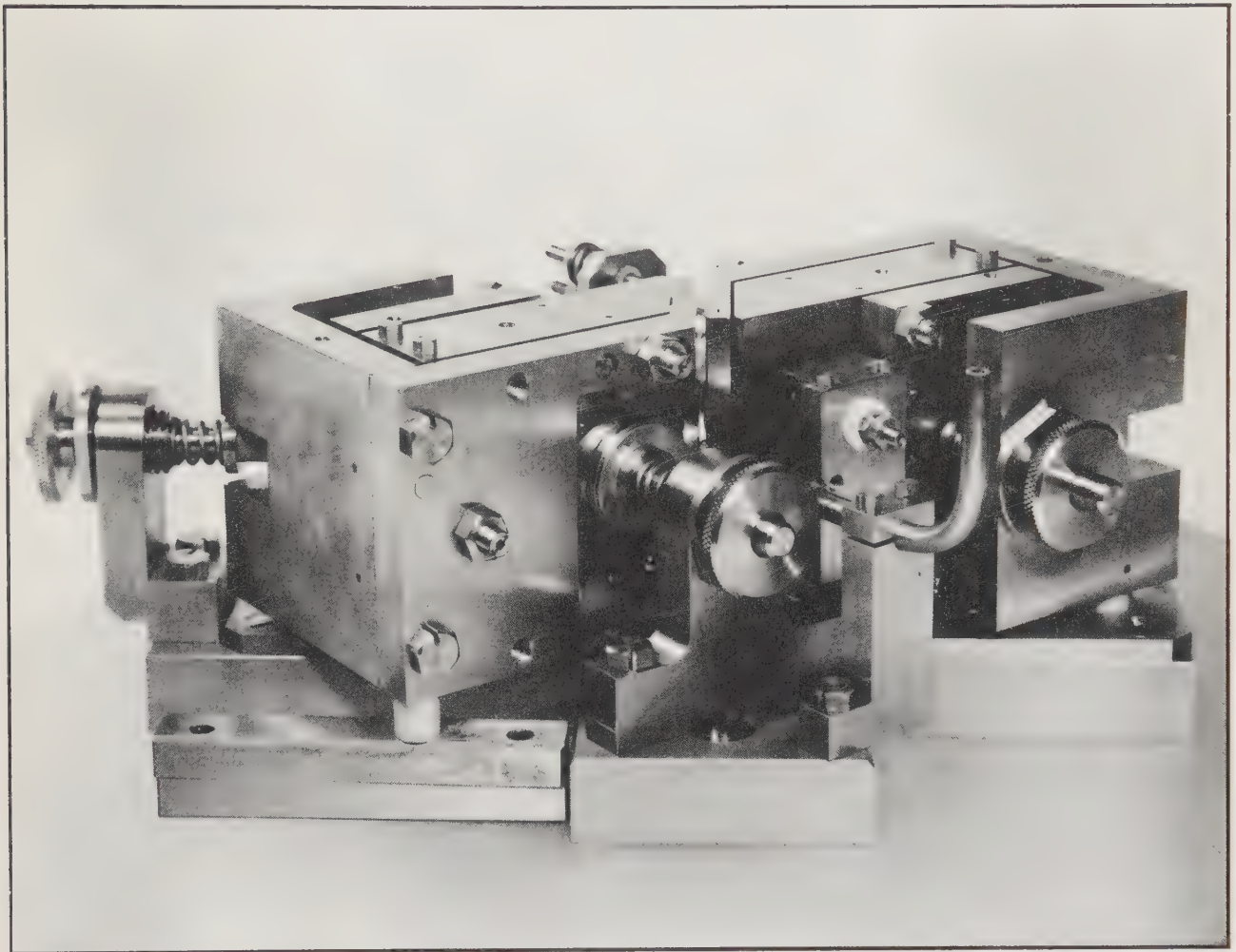


Figure 41 - Isolement des diédres par rapport à la masse.

Il est également possible de disposer devant l'orifice d'entrée du sélecteur un système de filament, lentille ou canon, dont le centrage est effectué directement sur l'opercule et la fixation sur le diédre par un système de deux tirants et de ressorts (figure 42).

Les surfaces vues par le faisceau sont dorées. La figure 43 donne une vue des appareils en montage double. Les figures 44, 45 et 46 montrent respectivement l'électrode interne, l'électrode externe et le diédre qui sont évidemment les mêmes pour les deux appareils. Les logements des billes de saphir qui assurent le positionnement sont réglable et l'alignement des différentes pièces a été réalisé sous microscope à une précision de 0,02 mm.

Le montage de l'appareil est visible sur la photo de la figure 40 ; signalons toutefois que les rayons des électrodes internes et externes sont respectivement de 10 et 15 mm : Ces valeurs ont été choisies identiques à celles des appareils précédemment construits par CLARKE / 4 /, MARMET / 3 / et SCHULZ / 11 / pour qu'il soit possible de comparer les performances.

La hauteur utile entre les électrodes (40 mm), est suffisamment importante par rapport au diamètre du trou d'entrée (0,5 mm de diamètre) pour que les effets de bords soient rendus négligeables dans le plan vertical.

Le trou d'entrée a été préféré à une fente car la perte d'intensité utile à la sortie n'étant pas prohibitive compte tenu de la grande sensibilité de la technique de mesure, le faisceau de section circulaire permettait seul d'effectuer des mesures d'interaction électron-gaz ou électron-surface dans une direction précise.

Nous avons en effet adjoint à la sortie du deuxième analyseur une simple lentille électrostatique destinée à focaliser le faisceau sur la fenêtre d'entrée d'un multiplicateur d'électrons.

Ce multiplicateur monté sur une bride en acier inoxydable est directement fixé avec un joint d'or sur le côté de l'enceinte qui contient l'appareil.

Enfin, la cellule est usinée dans le même acier que celui des analyseurs. Elle est munie sur une face de trois pointes de saphir et sur l'autre de trois logements destinés à recevoir celles d'un des deux appareils. Il est donc possible soit de glisser les deux appareils directement l'un contre l'autre, soit d'intercaler entre eux la cellule de mesure dont la longueur est d'environ 15 mm. Cette technique du positionnement des deux appareils par l'intermédiaire des pointes saphir s'est avérée très efficace. Il est cependant prudent de s'assurer que ces derniers glissent bien sur un même plan ; d'autre part le poids de chaque ensemble ne doit pas être trop important pour ne pas risquer d'endommager les pointes qui sont assez cassantes.

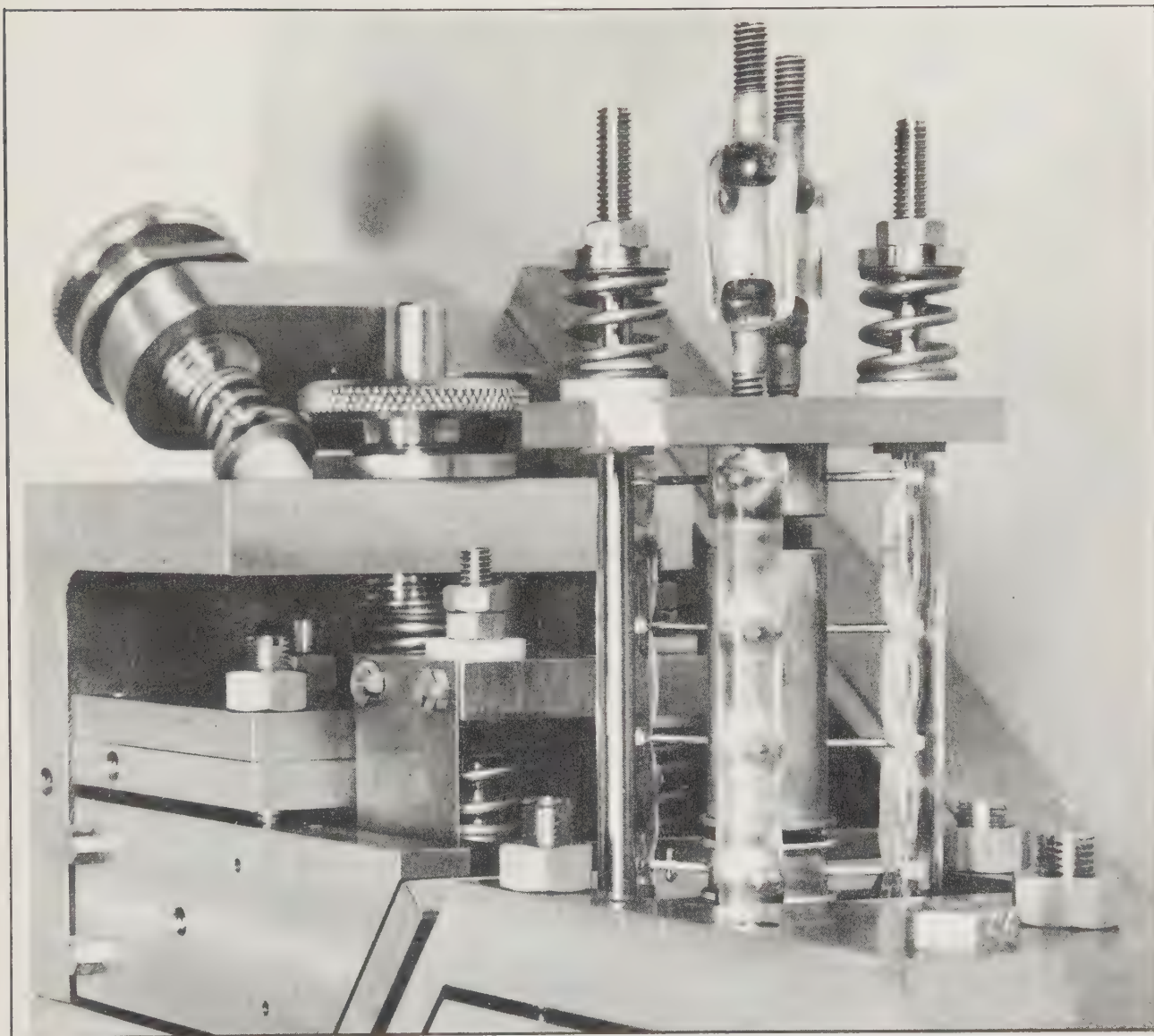


Figure 42 - Fixation du canon

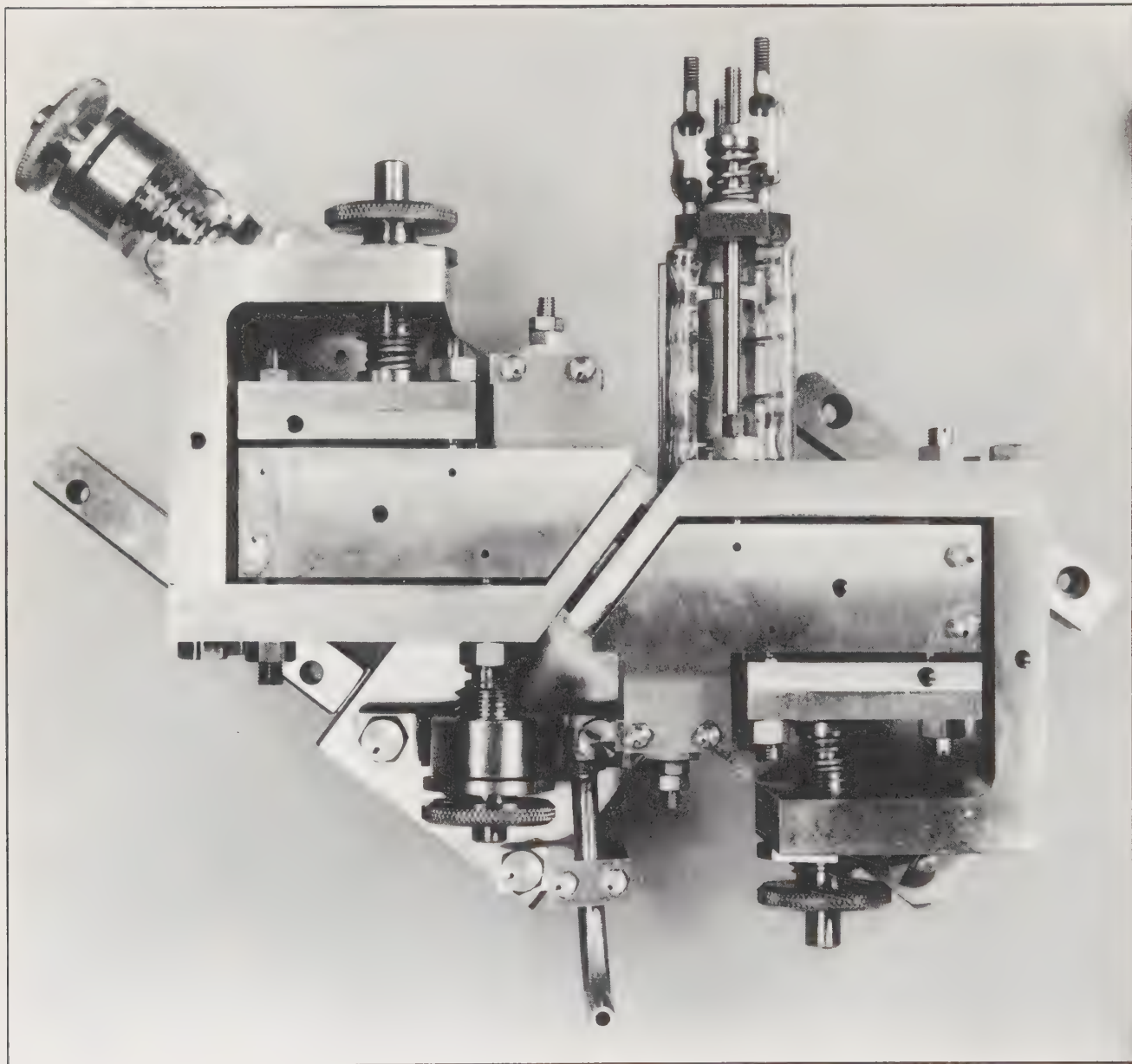


Figure 43 - Vue de dessus du montage double.

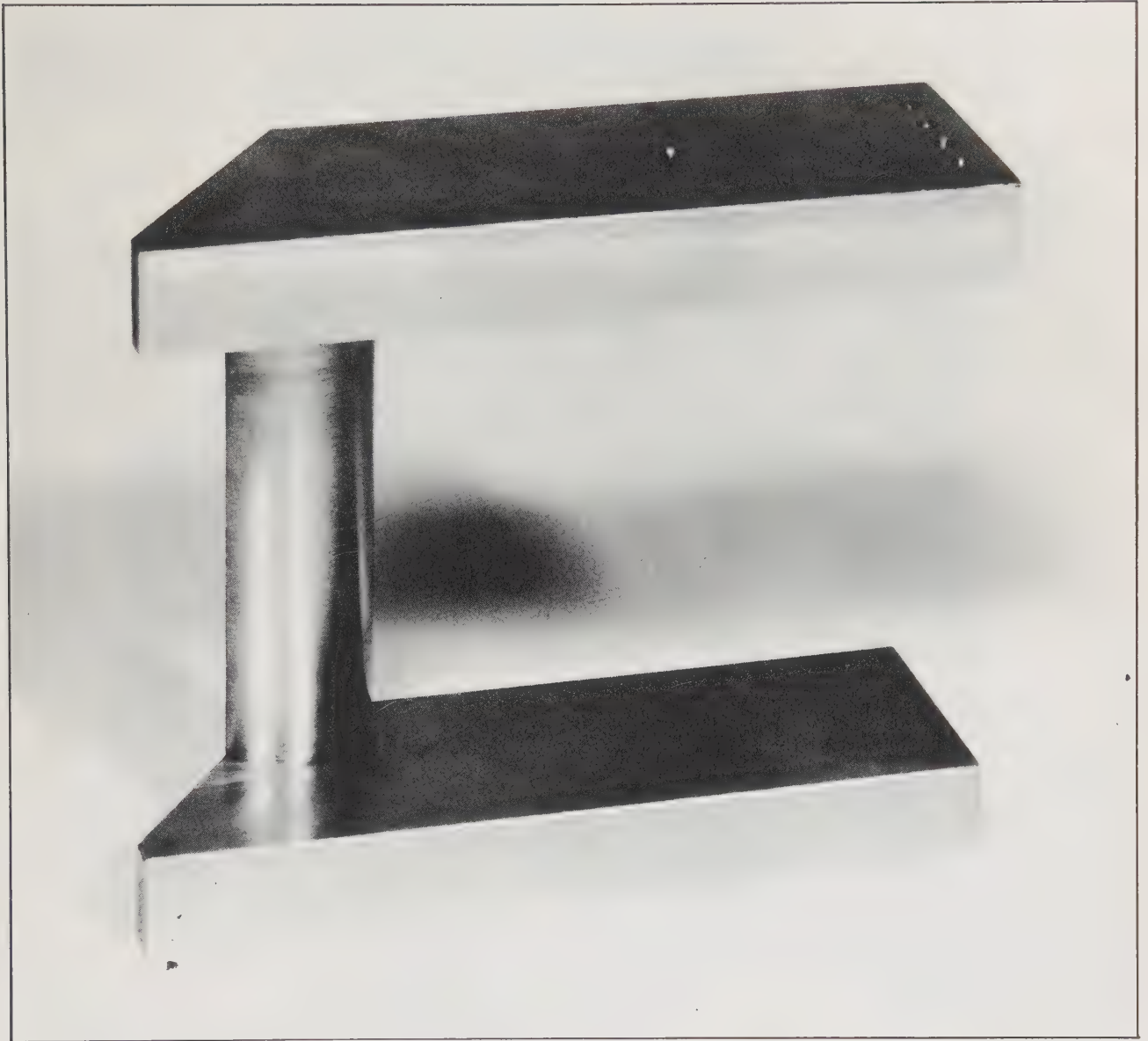


Figure 44 - Electrode interne.



Figure 45 - Electrode externe.



Figure 46 - Diédre.

L'introduction du gaz dans la cellule a posé un petit problème technologique : il fallait réaliser une tuyauterie à la fois suffisamment souple pour ne pas exercer sur la cellule des contraintes mécaniques trop importantes et suffisamment étanche pour obtenir une différence de pression maximum entre cette dernière et l'enceinte. De plus, il était nécessaire de pouvoir étuver l'ensemble à 400°C.

La technique suivante nous a finalement donné entière satisfaction : le tube d'arrivée du gaz est constitué, à l'intérieur de l'enceinte, d'une succession de tubes de verre et de tubes d'acier à parois fines (8 x 8,5 mm) qui s'emboîtent parfaitement les uns dans les autres tout en laissant deux degrés de liberté (rotation et translation) permettant ainsi un positionnement précis, étanche et sans contraintes mécaniques (figure 47).

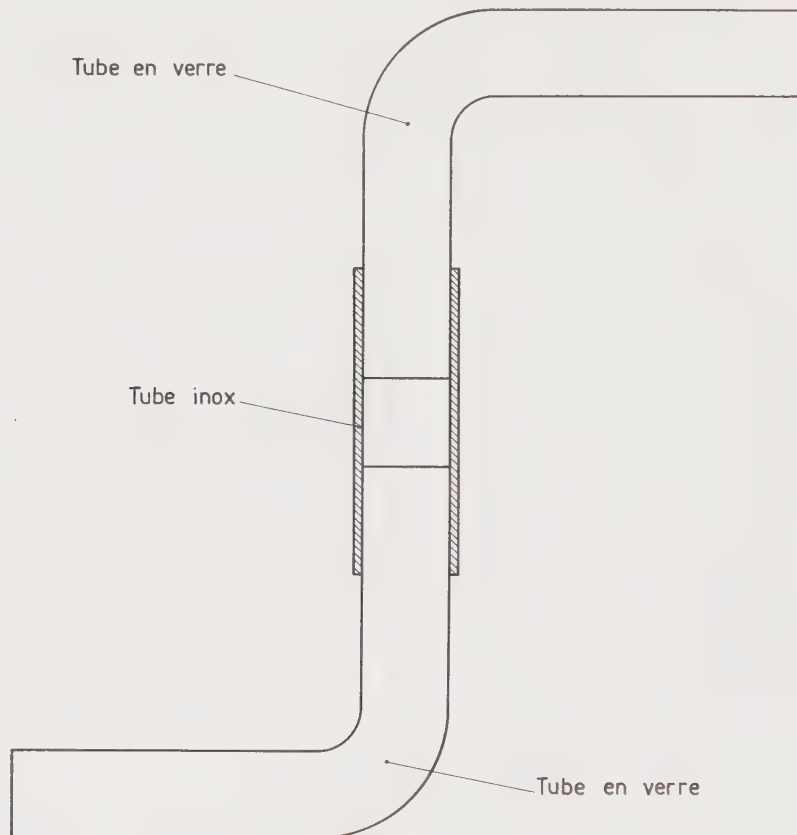


Figure 47 - Montage des tubes d'arrivée de gaz.

III. 2 - Disposition de l'ensemble

Nous avons disposé autour de l'enceinte à vide trois couples de bobines d'Helmholtz à axes perpendiculaires ; il est donc possible, grâce à un tube de cuivre qui descend jusqu'au

centre, entre les deux appareils, de mesurer avec deux sondes (l'une à champ axial, l'autre à champ transversal) le champ magnétique dans toutes les directions et de l'annuler avec précision.

Nous avons également enfermé tout l'ensemble dans une cage de Faraday qui assure un isolement des champs électriques parasites qui sont particulièrement gênants pendant les mesures.

Le tube d'arrivée de gaz soudé à la paroi de l'enceinte est relié par l'intermédiaire de robinets à fuites réglables à une rampe sur laquelle sont disposées les bouteilles de gaz pur. Un circuit spécial de pompage a été prévu pour pouvoir travailler dans la cellule avec un jet moléculaire.

Le pompage de l'ensemble est assuré par une pompe ionique de 50 l/sec et un groupe de deux pompes à diffusion d'huile montées en série sur une réserve de vide primaire, figure 48. Un piège à azote liquide empêche les vapeurs d'huile de remonter jusque dans l'enceinte et de polluer les surfaces des électrodes. Une pression résiduelle de 10^{-9} torr peut être ainsi obtenue dans l'enceinte après étuvage.

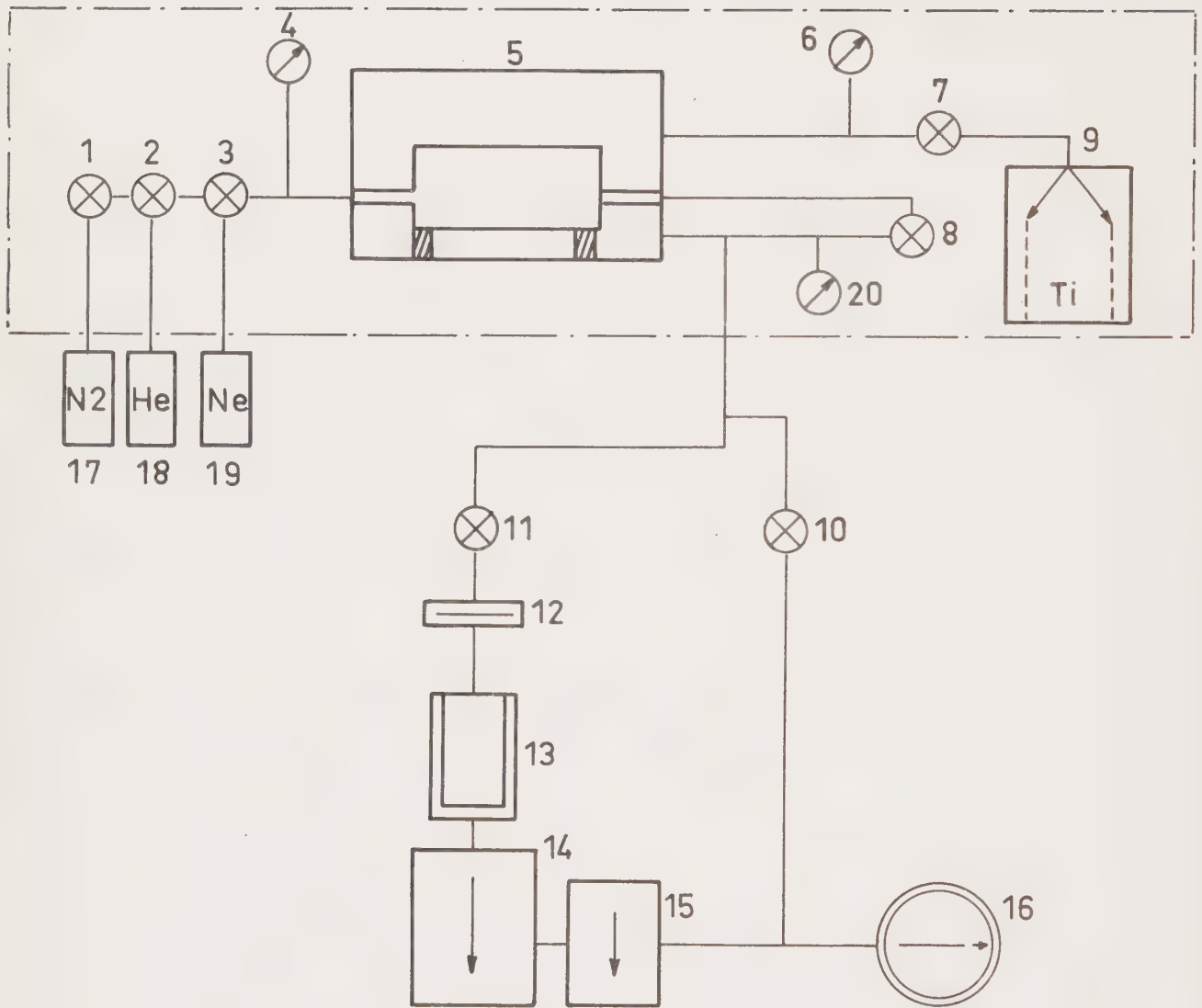
La pression dans la cellule est mesurée en amont de l'arrivée du gaz. Elle est environ deux cents fois supérieure à celle de l'enceinte, ce qui est en bon accord avec les prévisions théoriques compte tenu des trous d'entrée et de sortie de 0,5 mm de diamètre.

III. 3 - Montage électrique

La figure 49 montre le schéma de branchement des différentes électrodes et les valeurs types de polarisation. Chaque électrode est polarisée par une alimentation particulière. Cette méthode présente l'avantage d'une plus grande souplesse.

L'alimentation du filament est réglée sur le courant électronique par une boucle d'asservissement : il suffit d'afficher la valeur de l'intensité désirée entre 100 μ A et 1 mA pour faire varier le courant à la sortie du canon.

La régulation peut être commandée soit par le courant de chauffage du filament, soit par un potentiel retardateur appliqué à l'une des électrodes du canon. La première méthode a été préférée car dans ce cas la régulation s'effectue sur l'ensemble des électrons, quelle que soit leur situation dans le spectre d'émission, tandis que pour la seconde, l'électrode retardatrice agit d'abord sur la queue du spectre gaussien et en modifie donc la structure du côté des basses énergies.



- | | |
|-----------------------------|----------------------------------|
| 1.2.3.7.8.10.11. Robinets | 14.15 Pompes à diffusion d'huile |
| 4.6.20 Jauges .B.A | 16 Pompes à palettes |
| 5 Enceinte (analyseur) | 17.18.19 Bouteilles de gaz |
| 12 Baffle à effet Pelletier | 9 Pompe ionique |
| 13 Pieu à azote liquide | |

Figure 48 - Installation de vide.

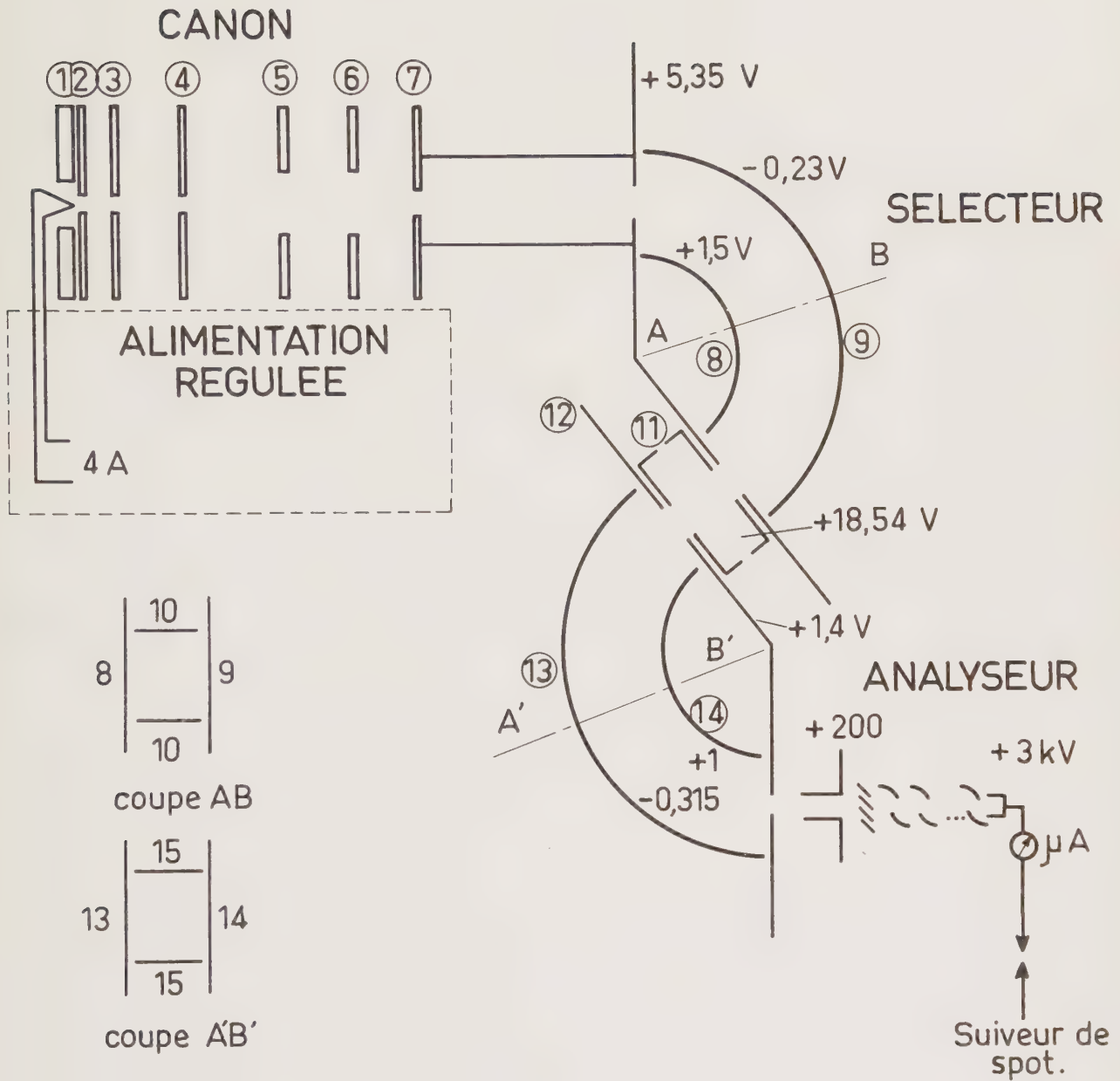


Figure 49 - Montage électrique.

Les connexions à l'intérieur de l'enceinte sont en fil d'acier inoxydable pour éviter les effets de thermocouple avec les électrodes qui sont elles aussi en acier inoxydable.

Nous avons en effet constaté que la température de l'appareil s'élève de quelques dizaines de degrés pendant le fonctionnement, et il est nécessaire, au moins sur les électrodes cylindriques, de rendre constante à quelques millivolts près la tension.

L'emploi du multiplicateur d'électrons complique légèrement la technique de mesure : en effet, le galvanomètre en série avec le collecteur est nécessairement porté à la T H T. Il n'est donc pas possible d'enregistrer directement sur une table X Y et nous avons eu recours à un suiveur de spot, dont le chariot mobile, sur lequel sont montées les cellules photoélectriques, est solidaire d'un diviseur potentiométrique. La tension variable ainsi obtenue est alors directement injectée dans l'entrée Y de la table enregistreuse.

Pour le balayage de tension, un générateur T B F de signaux en dent de scie est branché en série avec l'alimentation de l'électrode correspondante, la tension variable étant également reliée à l'entrée X de l'enregistreur.

Enfin, toutes les alimentations sont reliées au point milieu du filament qui est à la masse par l'intermédiaire d'un pont de deux résistances de $10\ \Omega$. La tension mesurée aux bornes du filament est ainsi généralement symétrique par rapport à la masse à quelques millivolts près.

- CHAPITRE IV -

MISE AU POINT

IV.1 - Mesures en montage simple

Nous avons effectué un premier montage avec le sélecteur seul et un canon à électrodes planes du type SIMPSON / 28 /.

Nous avons constaté que la cible recueillant le courant de sortie ne devait pas être placée directement devant la fente de sortie de l'appareil, car la réflexion sur la surface de la cible provoquait des perturbations trop importantes : les mesures par potentiel retardateur donnaient une largeur à mi-hauteur de plusieurs centaines de millivolts pratiquement égale à celle du faisceau incident.

Il a donc été nécessaire de disposer devant le collecteur une grille plane sur laquelle est appliqué le potentiel retardateur, et un anneau de garde destiné à recueillir les électrons réfléchis figure 50, de plus la cible elle-même a été recouverte d'une grille pour abaisser le taux de réflexion.

La figure 51 montre la distribution du courant à la sortie du canon pour un réglage quelconque de celui-ci. Nous avons appliqué sur le diédre un potentiel retardateur et la courbe intensité-tension, une fois dérivée graphiquement, permet d'obtenir la largeur de bande. La valeur ainsi relevée est de 540 mV ce qui correspondrait à une température d'émission de 2 750°K certainement supérieure à la température réelle : en effet l'intensité de chauffage étant de 3,4 A, pour un filament de tungstène thorié de 0,2 mm de diamètre, la température probable ne devrait pas excéder 2 200°K. D'autres auteurs ont, semble-t-il également constaté une dispersion anormale à l'émission, il convient cependant d'émettre des réserves sur la méthode de mesure par potentiel retardateur que l'on sait imparfaite ⁽⁺⁾, d'autant plus qu'aucune précaution

(+) MARMET : communication privée.

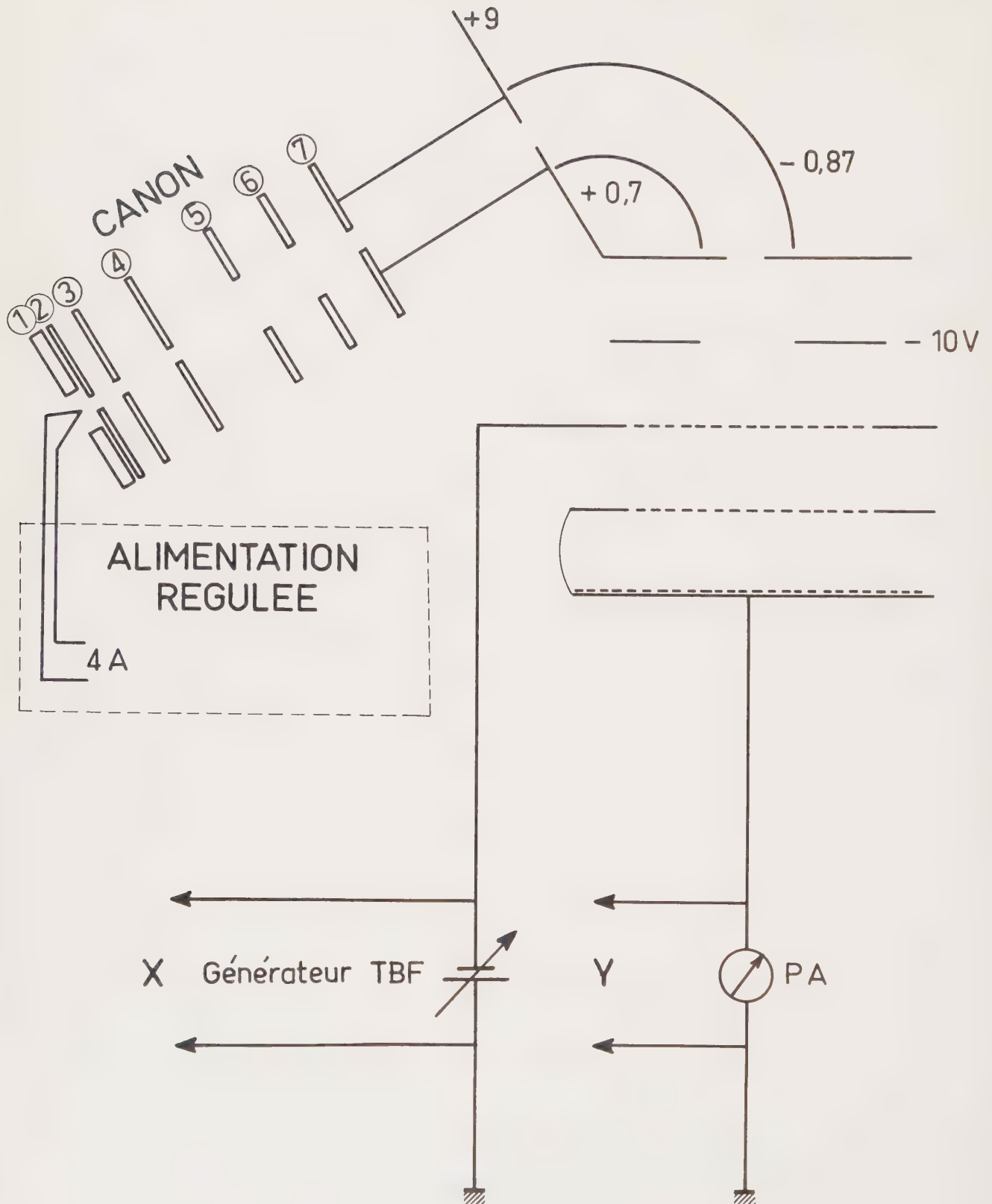


Figure 50 - Montage pour l'analyse par potentiel retardateur.

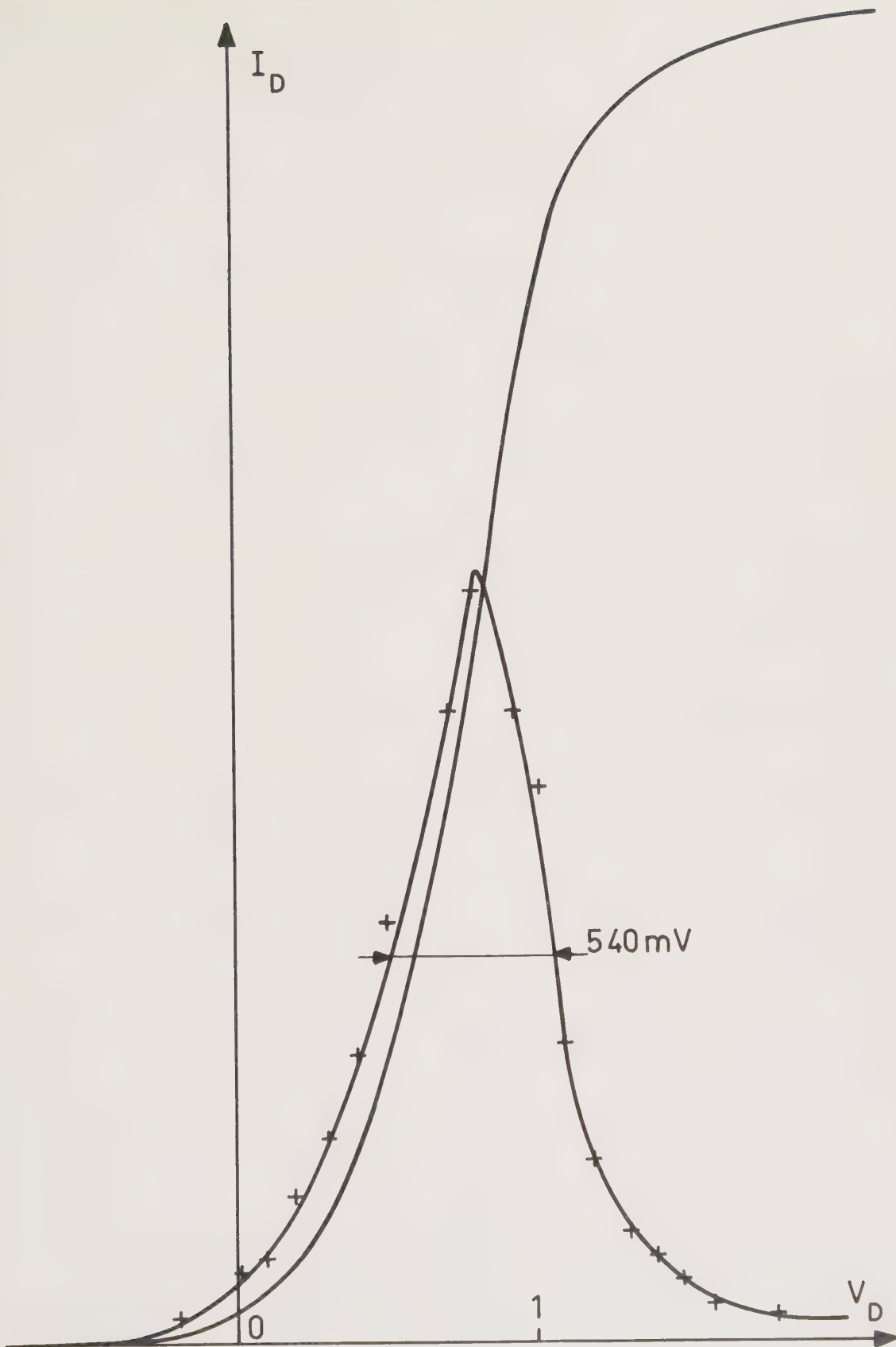


Figure 51 - Distribution à l'entrée du sélecteur.

particulière n'avait été prise pour cette mesure à l'entrée du sélecteur. La même méthode appliquée, cette fois, au faisceau à la sortie du sélecteur a fait apparaître une largeur à mi-hauteur de 200 mV, figure 52. Cette valeur est supérieure à la résolution réelle du sélecteur ; la même mesure effectuée avec un deuxième analyseur a donné des valeurs inférieures à celles obtenues par la méthode du potentiel retardateur, toutes choses égales d'ailleurs.

Cette série de mesures constitue donc une vérification expérimentale de l'imperfection de la méthode du potentiel retardateur dont il était question plus haut.

Ajoutons que dans le cas des analyseurs électrostatiques cette méthode est nécessairement perturbante puisque dans la zone du cut-off une partie du faisceau est réfléchi, et même avec un anneau de garde, il est difficile d'empêcher les électrons d'énergie plus faible de pénétrer en sens inverse dans le sélecteur et de perturber le faisceau incident.

L'analyse par double filtre est donc plus précise ; ce résultat assez intuitif a donc été mis en évidence expérimentalement puisque dans les mêmes conditions, avec le même faisceau incident les valeurs mesurées par la méthode du potentiel retardateur sont toujours supérieures à celles données par l'analyseur double.

IV. 2 - Caractéristiques de fonctionnement, étalonnage

La linéarité de la relation (II. 20) entre l'énergie des électrons V_R et la différence de potentiel ΔV appliquée aux bornes du sélecteur a pu être vérifiée expérimentalement (figure 53).

La droite $V_M = f(\Delta V)$ a été obtenue à partir des valeurs du tableau ci-dessous, le montage étant celui de la figure 54.

V_1	V_2	$\Delta V = V_1 - V_2$	V_G	V_M
+ 1	+ 0,405	0,595	- 1,065	- 0,36
+ 1	+ 0,205	0,795	- 0,71	- 0,11
+ 1	- 0,005	1,005	- 0,34	+ 0,16
+ 1	- 0,105	1,105	- 0,16	+ 0,29
+ 1	- 0,205	1,205	+ 0,01	+ 0,41
+ 1	- 0,305	1,305	+ 0,2	+ 0,55
+ 1	- 0,405	1,405	+ 0,37	+ 0,67
+ 1	- 0,605	1,605	+ 0,72	+ 0,92
+ 1	- 0,705	1,705	+ 0,9	1,05

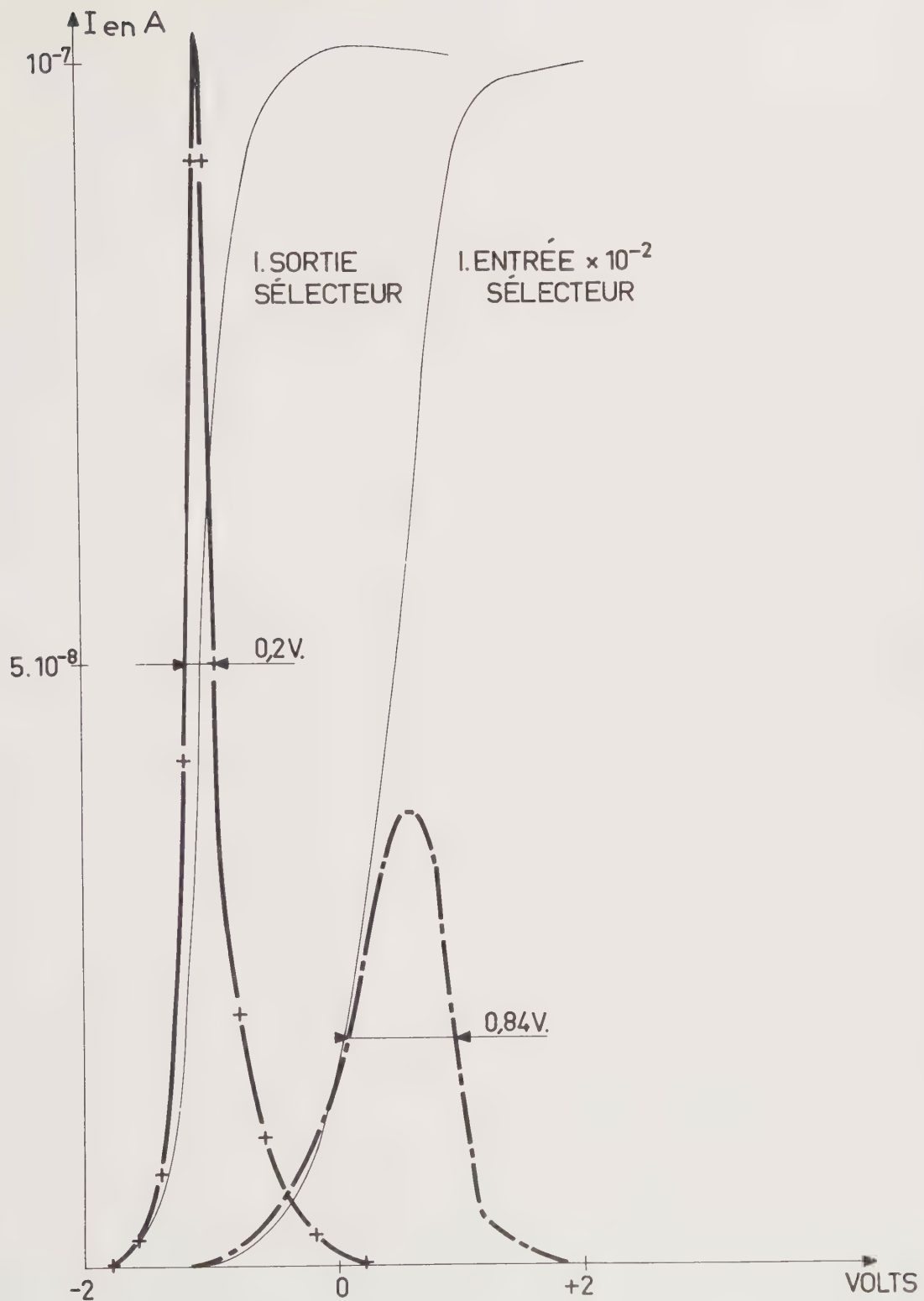


Figure 52 - Distribution à l'entrée et à la sortie du sélecteur.

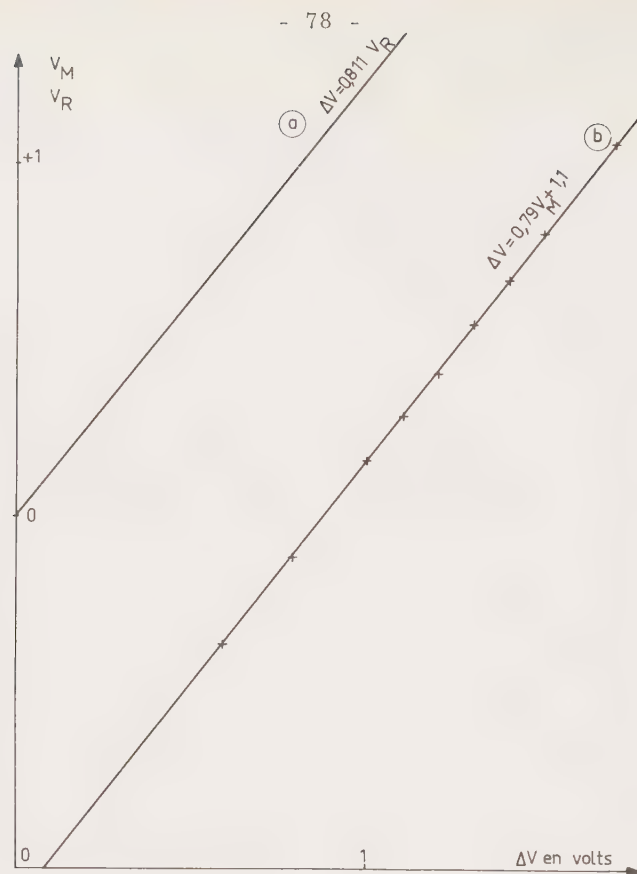


Figure 53 - Caractéristiques du réglage du sélecteur.

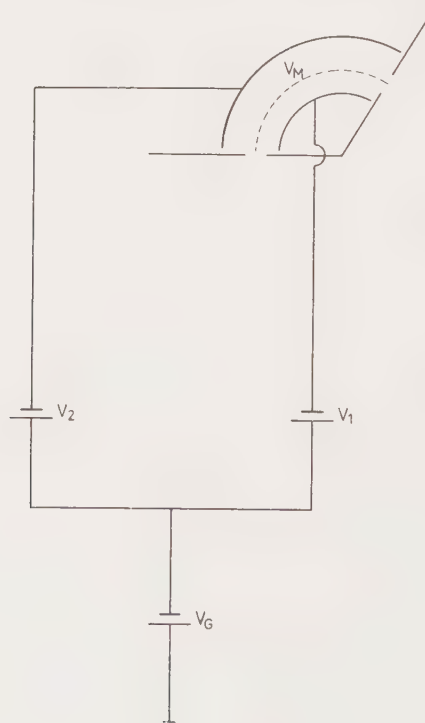


Figure 54 - Montage électrique pour la détermination des caractéristiques de réglage.

Toutes les valeurs sont exprimées en volts

$$V_M = \frac{V_1 + V_2}{2} + V_G$$

Sur le même graphique nous avons également représenté la droite d'équation

$$\Delta V = 0,811 V_R \quad (\text{II. 24})$$

obtenue à partir de la relation suivante déduite de (I. 17)

$$V_R = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta V}{\text{Log} \frac{R_2}{R_1}} \quad (\text{II. 25})$$

avec $R_2 = 15 \text{ mm}$
 $R_1 = 10 \text{ mm}$

De plus, la pente de la droite expérimentale $V_M = f(\Delta V)$ a été mesurée égale à 0,79.

L'équation peut donc s'écrire :

$$\Delta V = 0,79 V_R \quad (\text{II. 26})$$

L'accord est excellent avec la relation théorique (II. 24), puisque les deux coefficients sont égaux à 2,5 % près. La droite expérimentale du graphique 53 permet également de déterminer la valeur V_O du décalage par rapport au point milieu du filament qui a été mis à la masse par un pont de deux résistances de 10 Ω (figure 49). Ce décalage est évidemment égal à l'ordonnée à l'origine de la droite $V_M = f(\Delta V)$. La valeur mesurée est :

$$V_O = 1,1 \text{ volt}$$

Rappelons que les valeurs ci-dessus ont été relevées sur l'analyseur : le décalage V_O dépend donc essentiellement du réglage du sélecteur et nous avons effectivement mesuré d'autres valeurs de V_O pour des polarisations différentes de celui-ci.

IV.3 - Spectre d'émission, mesure directe de V_o

La méthode du potentiel retardateur permet d'accéder directement à la valeur de V_o . Le montage est celui de la figure 55. Les valeurs du courant collecteur obtenues en balayant la tension d'une grille située devant celui-ci sont représentées sur le graphique de la figure 56. A chacune de ces courbes correspond une valeur de la tension de polarisation de l'électrode externe V_2 , donc une valeur donnée de la différence $\Delta V = V_2 - V_1$ et du potentiel moyen $V_M = (V_1 + V_2) \cdot 0,45$. En dérivant graphiquement chacun de ces enregistrements, on obtient un réseau de courbes de Gauss dont le maximum se déplace sur l'axe des abscisses en fonction de la tension V_2 (figures 56 et 57).

L'abscisse de ce maximum détermine précisément le décalage V_o par rapport au point milieu du filament.

Il est possible de faire une rapide évaluation théorique de V_o en partant des formules (II.23) et (II.26) ; on peut en effet écrire :

$$\Delta V = k V_R = k (V_M + V_o) \quad (\text{II. 27})$$

avec $V_M \simeq 0,45 (V_1 + V_2)$

et $\Delta V = V_1 - V_2$

il vient donc

$$V_1 - V_2 = k (V_1 + V_2) \times 0,45 + k V_o$$

et en remplaçant V_1 par sa valeur (- 0,07 V)

$$V_o = - 0,525 - V_2 \times 1,7$$

(II. 28)

Nous avons porté sur le graphique de la figure 58 la droite théorique en pointillé, et les points expérimentaux qui déterminent la zone de fonctionnement (hachurée).

La droite théorique - bien qu'ayant une pente légèrement supérieure à la moyenne - est bien située dans la région de fonctionnement hachurée.

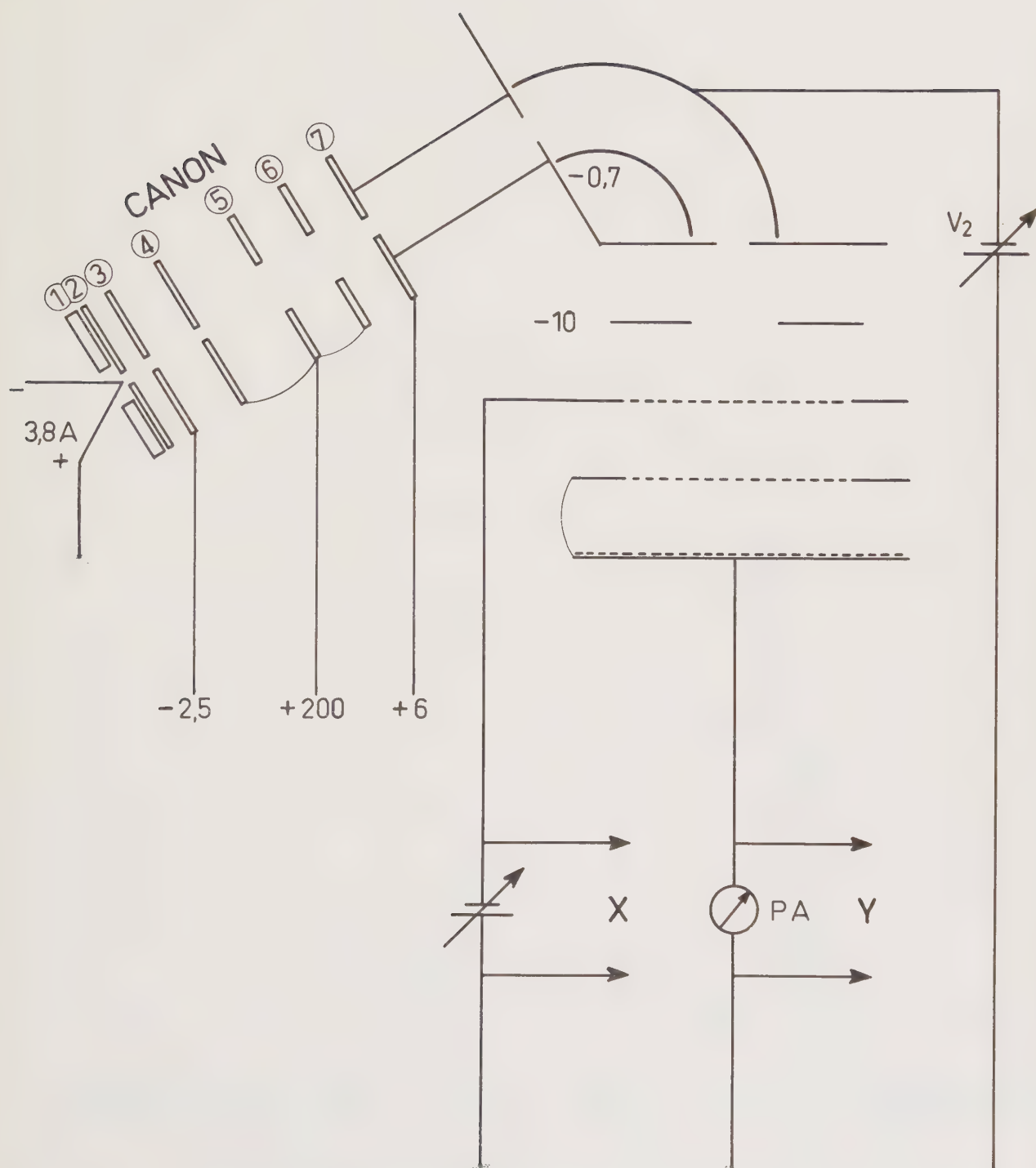


Figure 55 - Montage électrique pour la mesure de V_O .

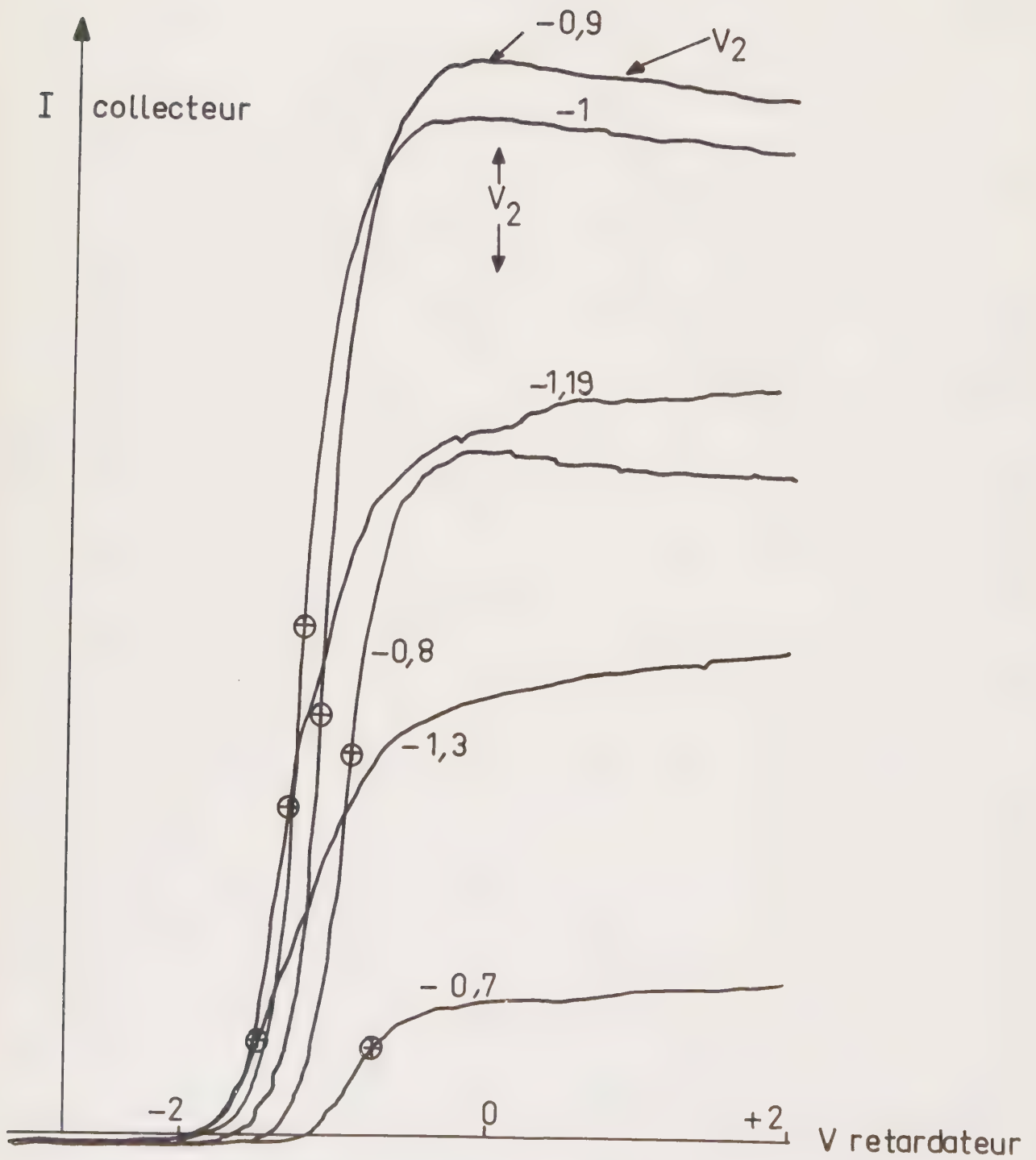


Figure 56 - Détermination de V_0 .

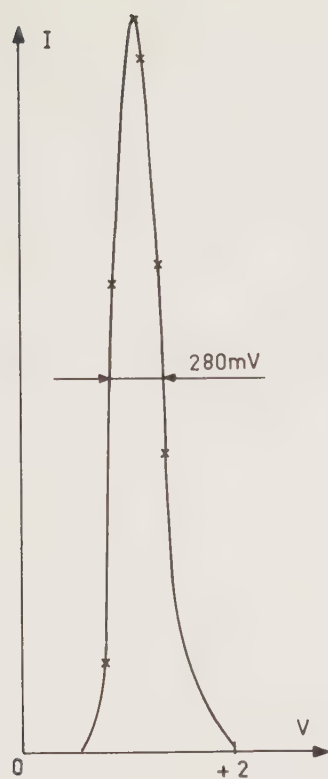


Figure 57 - Distribution à l'entrée du sélecteur.

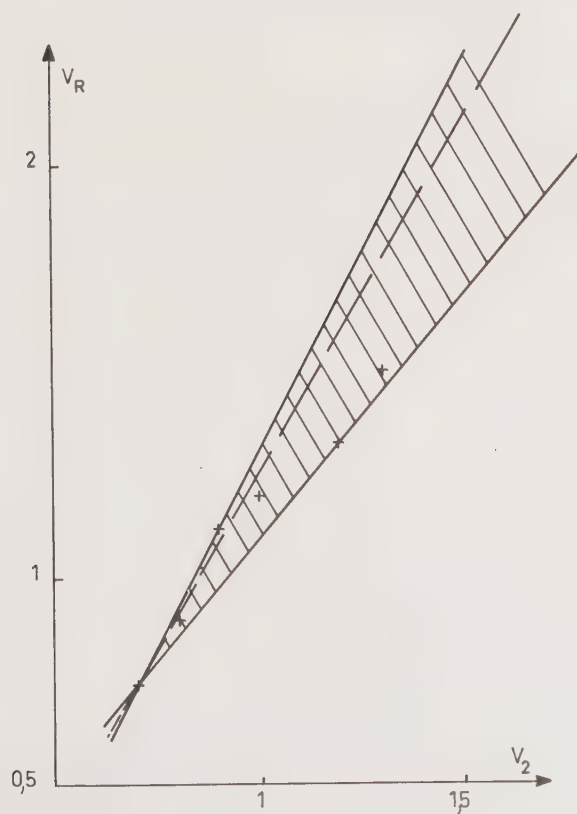


Figure 58 - Détermination à l'énergie réelle.

Le graphique de la figure 58 constitue une vérification expérimentale des considérations théoriques du Chapitre II.6 du diagramme de fonctionnement de la figure 34. Nous avons en effet mis en évidence la modification subie par le faisceau lors de son passage dans le sélecteur : cette modification que nous avons appelée "mémoire" au Chapitre II.6 devient en effet une constante caractéristique des électrons puisqu'elle subsiste en tant que décalage quelle que soit l'optique utilisée en aval du sélecteur.

En particulier, pour l'étude des interactions électrons-gaz où il sera nécessaire de définir l'énergie du faisceau dans un volume équipotentiel porté à une tension V , les mesures précédentes montrent qu'un étalonnage sera nécessaire, et qu'il ne sera valable que pour un réglage donné du sélecteur.

Enfin, il est possible de porter en ordonnée sur un graphique, la valeur du maximum d'intensité pour chacun des enregistrements de la figure 56 et en abscisse la valeur de l'abscisse du point d'inflexion de la courbe correspondante. On obtient ainsi la distribution en énergie à l'entrée du sélecteur (figure 57). La largeur à mi-hauteur de cette distribution (280 mV) est inférieure à la valeur trouvée par mesure directe sur le diédre d'entrée, ce qui n'est d'ailleurs pas surprenant car cette méthode mixte utilisant à la fois le sélecteur et la mesure par potentiel retardateur est plus précise que la simple mesure par potentiel retardateur sur le trou d'entrée du sélecteur. De plus, le réglage du canon avait été effectué en sorte de réduire au maximum la largeur de bande à l'entrée du sélecteur.

IV.4 - Transmission

Nous avons noté, au cours d'un certain nombre d'essais, le courant délivré par le deuxième analyseur en fonction de l'énergie des électrons à l'intérieur de celui-ci (figure 59). La courbe représentative est une droite passant par l'origine.

Les valeurs relativement faibles de l'intensité sont dues au fait que les diédres des appareils sont équipés de trous, et non de fentes comme c'est ordinairement le cas pour les analyseurs cylindriques.

Néanmoins, ces valeurs sont comparables à celles obtenues par SIMPSON avec son analyseur sphérique / 2 /, et la détection de telles intensités au moyen d'un multiplicateur d'électrons ne pose pas de difficultés particulières.

Toutefois, nous ne comparerons pas ces valeurs avec des résultats théoriques car nous avons limité volontairement le courant à l'entrée. En effet, comme nous le verrons par la suite, le fait d'avoir supprimé les grilles de Marmet nous a contraint à travailler avec des

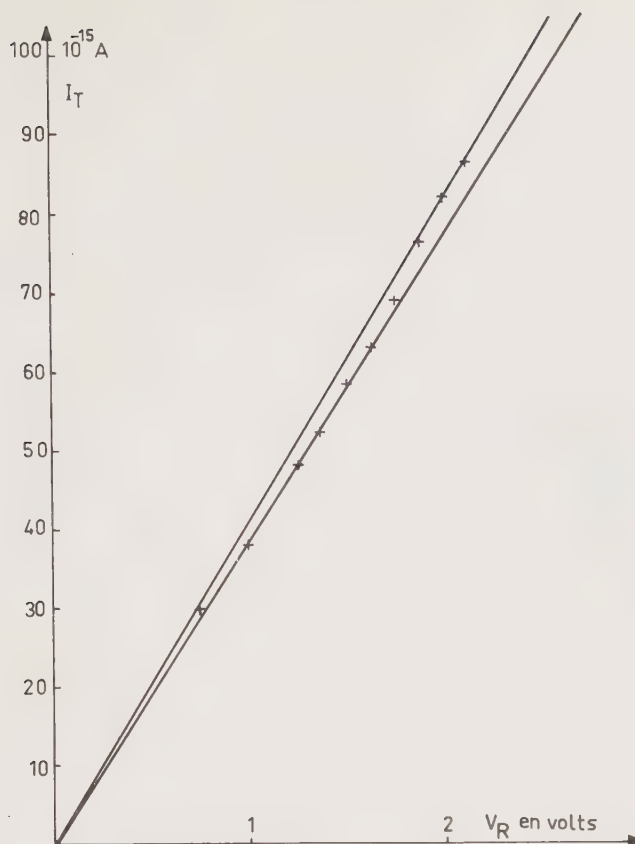


Figure 59 - Transmission.

intensités plus faibles, et il n'est pas intéressant de fonctionner dans des conditions proches de la saturation : les calculs de l'intensité maximale n'auraient donc pu recevoir une confirmation expérimentale. Il est cependant possible de comparer les valeurs des courants obtenues avec celles des autres réalisations (de MARMET et de SCHULZ) dont les caractéristiques géométriques sont identiques : l'intensité dans la cellule varie de quelques 10^{-10} A à 10^{-8} A, tandis que les valeurs mesurées par SCHULZ et MARMET sont de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-7} A.

D'autre part, en utilisant un trou à l'entrée du sélecteur et une fente à la sortie, nous avons atteint des intensités de quelques 10^{-8} A, donc du même ordre de grandeur que celles des autres réalisations pourvues de grilles.

IV. 5 - Résolution

Le graphique de la figure 60 montre l'évolution de la largeur de bande en fonction de l'énergie. Comme le laissait prévoir la théorie, le rapport $\Delta E/V_R$ est constant pour un mode de fonctionnement donné.

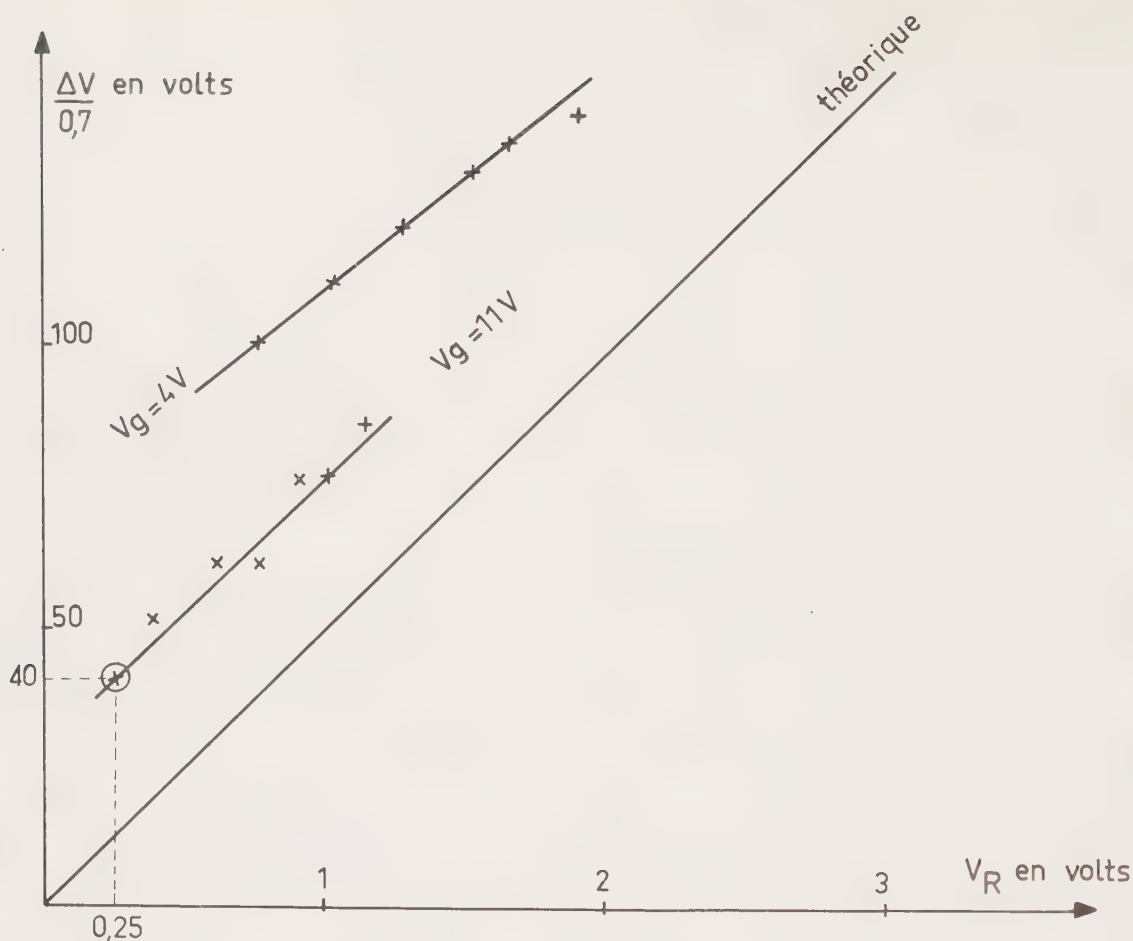


Figure 60 - Résolution.

En effet, les deux droites expérimentales ont été tracées pour une valeur différente de la tension du diédre V_D : la droite supérieure correspond à une tension V_D de 4 volts, et celle du bas à une tension de 11 volts. La droite théorique passant par l'origine passe également par le point correspondant à $\Delta E = 50 \text{ mV}$ pour $E = 1 \text{ volt}$ prévu par les calculs du Chapitre II.4.

Signalons à ce propos que l'exploration, par un analyseur, du faisceau émergent d'un sélecteur identique, fournit en réalité un spectre en énergie dont la largeur à mi-hauteur est supérieure à la largeur de bande intrinsèque de chaque appareil. Le rapport exact entre la valeur ainsi obtenue et la valeur réelle varie suivant la distribution en énergie du faisceau. Les auteurs sont partagés à ce sujet : SCHULZ / 11 / applique un coefficient 0,5 supposant par là même que la distribution fournie par les deux appareils est de forme rectangulaire (figure 61), SIMPSON / 29 / applique un coefficient 0,7 en précisant que la forme de la distribution est de type gaussien (figure 61). Il semble, en fait, qu'aucun de ces modèles ne représente exactement la réalité, car tous deux supposent implicitement que les deux appareils travaillent dans les mêmes conditions, c'est-à-dire que le faisceau entrant dans le second analyseur, présente une largeur de bande égale à la largeur propre de ce dernier. Il n'en est évidemment pas ainsi car l'intensité traversant le sélecteur est supérieure de près de trois ordres de grandeur à celle qui traverse l'analyseur, et l'on sait que la résolution est directement fonction de l'intensité

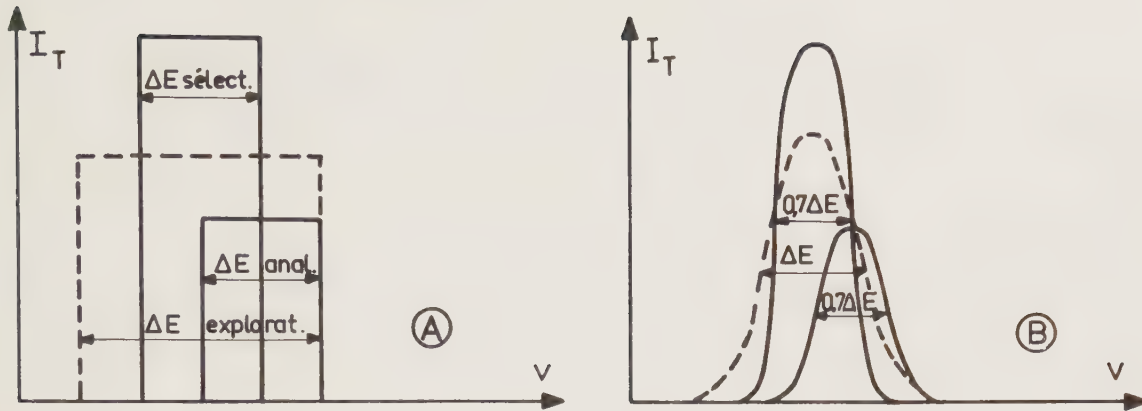


Figure 61 .- Distributions possibles du courant.

/ 2 /. Il semble donc prudent de définir la résolution que l'on cherche à déterminer, sachant que la valeur obtenue en appliquant un coefficient compris entre 0,5 et 0,7 sera nécessairement une valeur moyenne supérieure à la résolution de l'analyseur et inférieure à celle du sélecteur. Nous avons toutefois adopté le coefficient de 0,7 qui présente le mérite d'être le moins optimiste ...

La valeur de 35 mV prévue au Chapitre II.4 devient donc 50 mV en exploration et le graphique de la figure 60 montre que la pente des droites expérimentales est sensiblement la même que celle de la droite théorique passant par l'origine.

On remarque également que l'ordonnée à l'origine est fonction de la tension du diédre V_D . Ceci n'est pas surprenant, car la meilleure résolution est obtenue pour une focalisation parfaite dans les plans objet et image ; cette focalisation dépend directement de la polarisation du diédre.

La valeur élevée de cette tension peut paraître surprenante, mais il faut noter qu'aucune optique d'injection n'a été disposée entre les deux appareils, et que la cellule ayant été portée à 20 volts, la décélération directe de 20 volts à 0,5 volt produit une importante

divergence à l'entrée de l'analyseur. La convergence optimum a été déterminée expérimentalement, et les graphiques de la figure 60 montrent que la résolution est la plus proche de la droite théorique pour $V_D = 11$ volts. La même valeur a du reste été utilisée pour le diédre du sélecteur.

La figure 62 donne l'allure des équipotentiellles dans la zone d'injection pour une polarisation dissymétrique du diédre et montre la région perturbée par rapport au modèle théorique où le diédre est polarisé à une tension moyenne des deux électrodes cylindriques.

La figure 63 donne le tracé d'une courbe de résolution en montage double ; le balayage a été effectué sur le potentiel des électrodes de l'analyseur ; la largeur à mi-hauteur est de 40 mV en exploration, ce qui permet d'affirmer que la largeur de bande de l'analyseur est certainement inférieure à 28 mV pour une énergie réelle de 0,25 V.

IV.6 - Etude des grilles

L'étude de l'influence des grilles de Marmet sur le fonctionnement de l'appareil, nous a conduit à modifier l'électrode externe du sélecteur : celle-ci a été rendue semi-transparente sur une hauteur de 15 mm par des fils de tungstène soudés en haut et en bas d'une gorge pratiquée dans l'électrode au fond de laquelle une électrode en quartz doré a été disposée (figure 64). Les autres pièces étant identiques, il a été possible de mesurer directement sur le même appareil les modifications subies par le faisceau. Nous n'avons pas pu obtenir une résolution aussi bonne qu'avec le montage précédent : nous pensons qu'il n'est pas possible de réaliser avec des fils de tungstène une surface équipotentielle aussi rigoureusement cylindrique que ne l'était la surface de l'électrode précédente dont l'usinage avait été exécuté à 0,02 mm près.

Nous avons néanmoins atteint une largeur de 125 mV en analyse double (figure 65) du même ordre de grandeur que celle des autres appareils de ce type : SCHULZ / 11 / fait état d'un spectre de 120 mV pour une analyse semblable.

Nous avons également enregistré simultanément le courant reçu par le collecteur situé derrière la grille cylindrique et le courant à la sortie de l'analyseur en fonction de la tension appliquée sur celle-ci. Le graphique obtenu (figure 66) est à rapprocher de celui de la figure 39 où nous avons enregistré simultanément les courants reçus par les deux électrodes cylindriques et par la cellule. On retrouve en effet le même pic secondaire A qui correspond à une refocalisation sur l'électrode externe, et comme précédemment, nous constatons qu'au niveau du pic en transmission, le courant sur le collecteur cylindrique est encore très faible : il ne devient considérable que pour les valeurs élevées de la tension grille. Ce résultat confirme les prévisions du Chapitre II. 7. 3 et montre que dans notre cas, seules les trajectoires externes du faisceau qui correspondent à des particules soit très énergétiques, soit très divergentes à

l'entrée du sélecteur, peuvent atteindre l'électrode externe et être collectées par celle-ci. Le même raisonnement pourrait être tenu pour l'électrode cylindrique interne, mais nous n'avons pas réalisé de montage particulier pour cette étude.

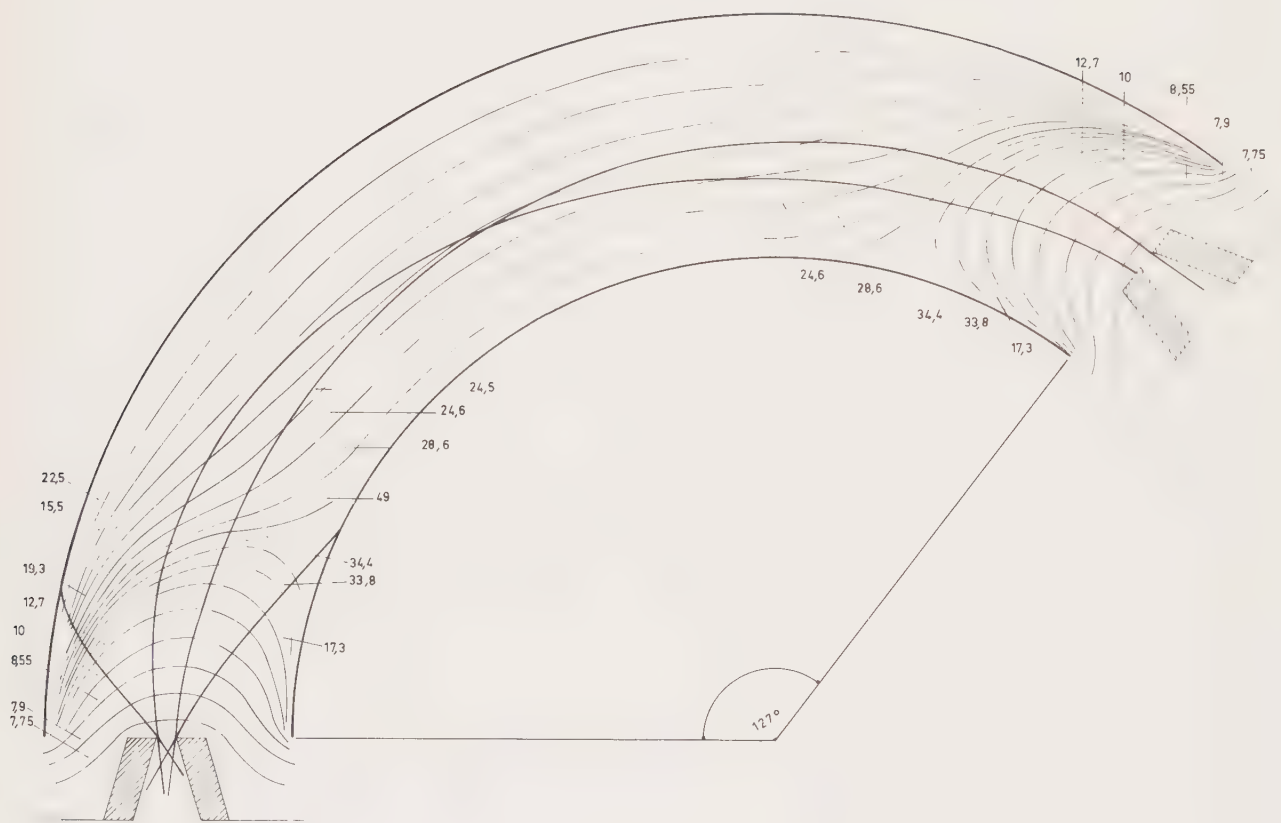


Figure 62 - Equipotentiellles en polarisation dissymétrique.

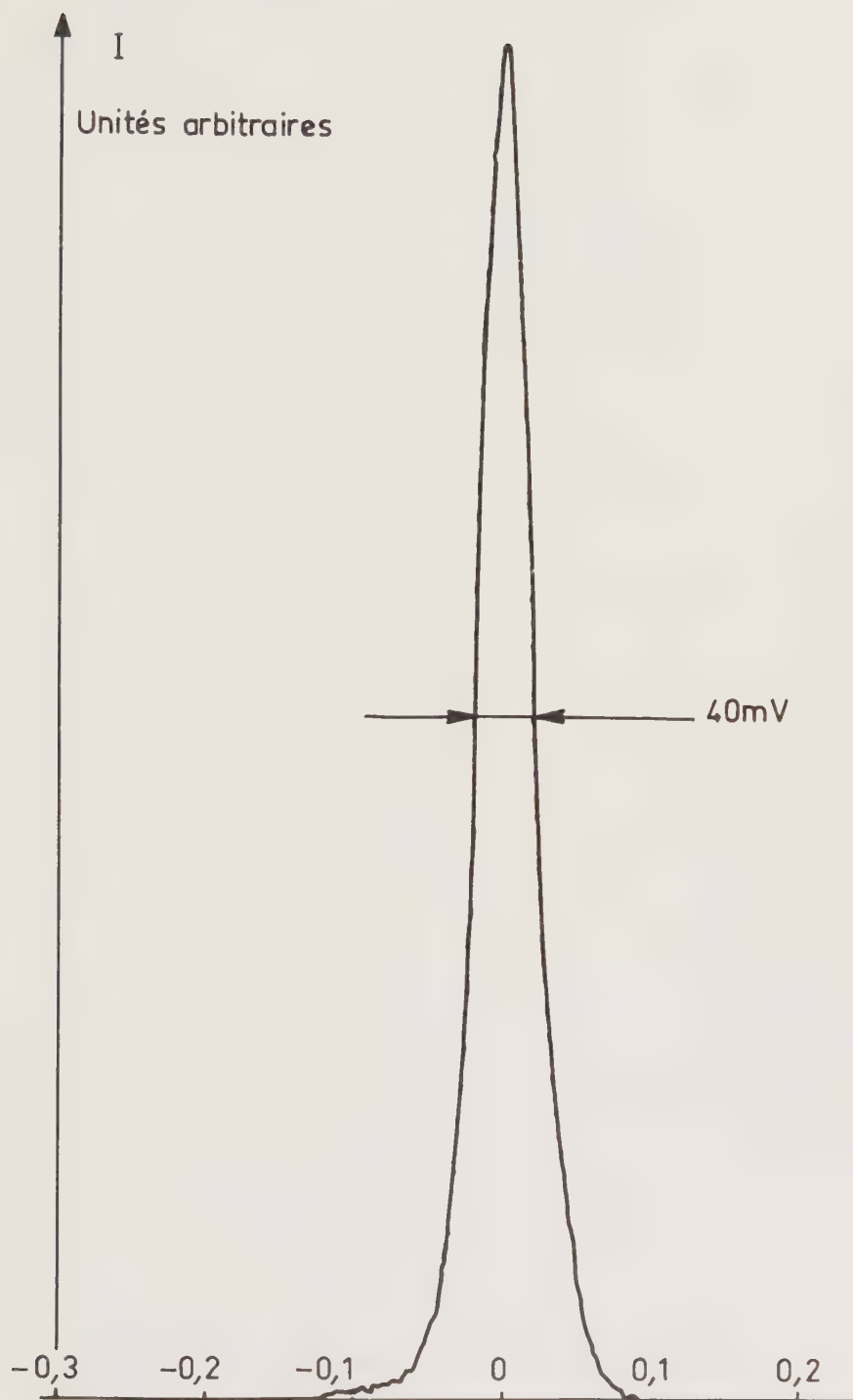


Figure 63 - Courbe de résolution.

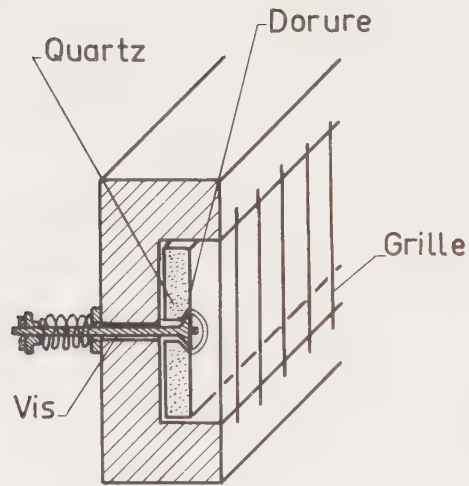


Figure 64 : Montage de la grille.

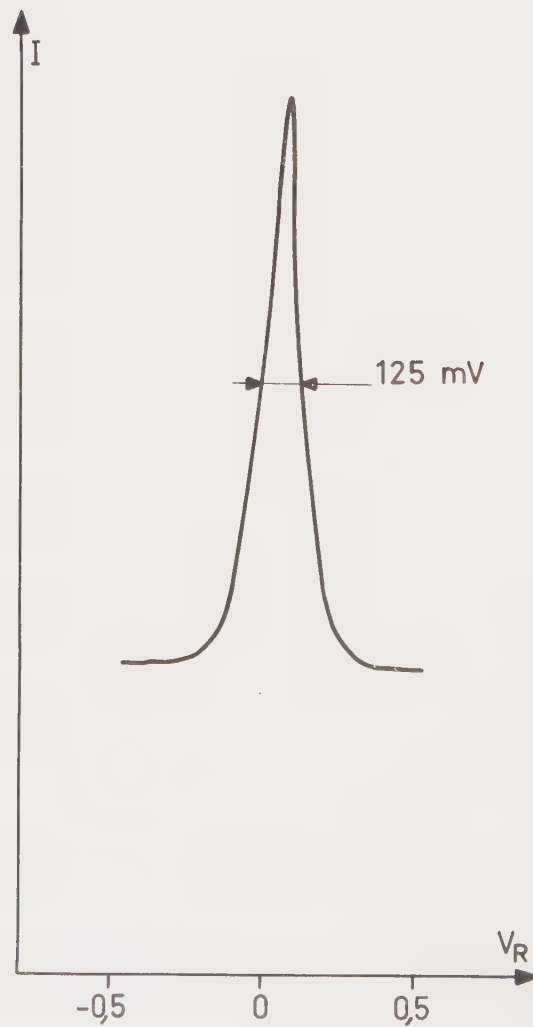


Figure 65 - Courbe de réponse avec grille.

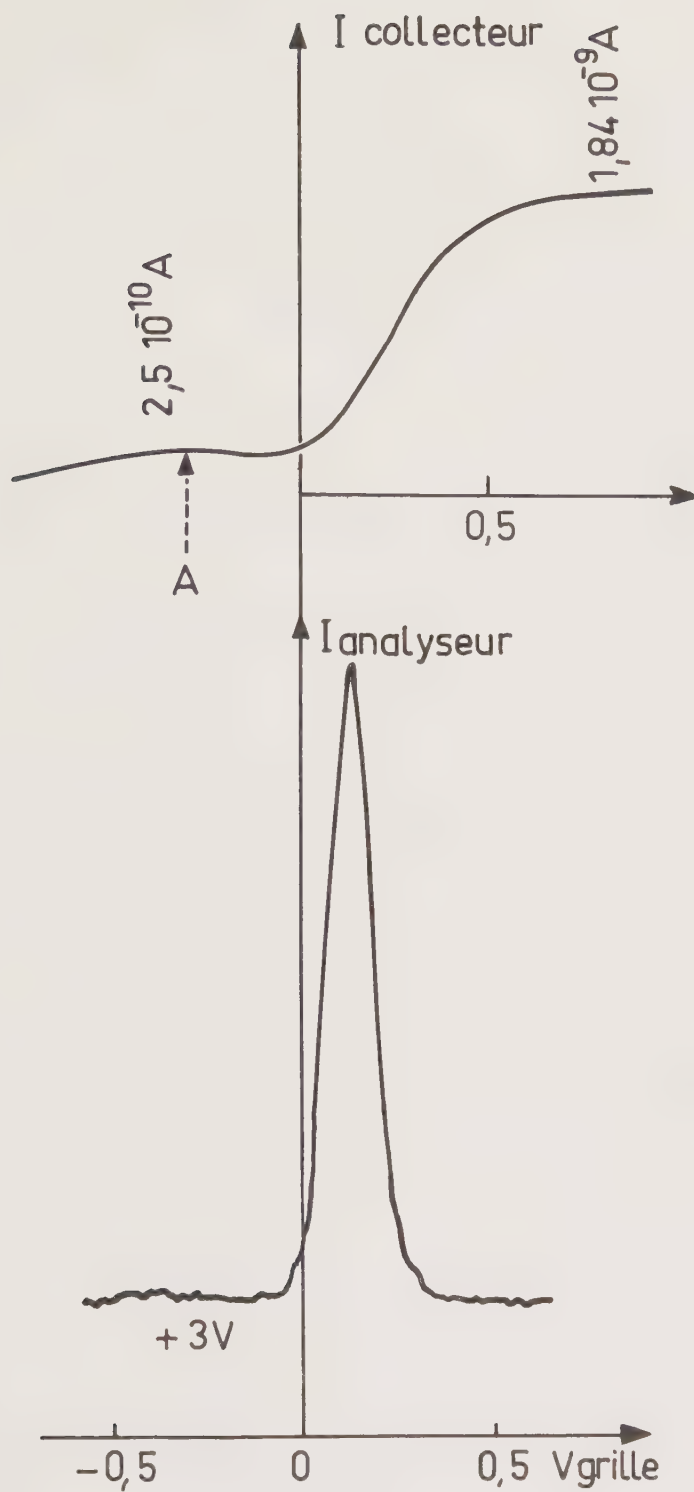


Figure 66 - Courbe de résolution avec grille.

- CHAPITRE V -

MESURES PHYSIQUES

V.1 - Mise en évidence de la raie de résonance de l'hélium

Nous avons pensé qu'une bonne vérification des performances de l'appareil serait apportée par l'observation d'un phénomène physique, et particulièrement d'un phénomène ayant une "largeur de bande" physique.

Dans ce but, nous avons tenté de reproduire les expériences de SIMPSON et KUYATT / 7 / réalisée avec un appareil à symétrie sphérique. Il s'agit de bombarder, avec un faisceau d'électrons monocinétiques, un volume d'hélium, à une énergie $V_R = 19,3 \text{ V}$ puis de recueillir le faisceau transmis dans la direction du faisceau incident en ne conservant que les électrons qui n'ont pas subi d'interaction c'est-à-dire dont ni la direction, ni la vitesse n'ont varié.

La technique consiste donc à produire le faisceau monocinétique au moyen du sélecteur, à faire interagir électron et gaz dans la cellule, puis à opérer un double filtrage : en direction et en énergie de façon à obtenir un signal qui soit proportionnel à (1 - diffusion totale).

Les difficultés sont les suivantes :

- Production du faisceau monocinétique (0,06 V de largeur de bande).
- Analyse du faisceau émergent dans les mêmes conditions (0,06 V).
- Réalisation d'un faisceau très collimaté aussi bien à l'entrée qu'à la sortie de la cellule, car il est possible d'observer soit en transparence, c'est-à-dire dans la direction du faisceau incident, auquel cas on obtient une augmentation du courant transmis, soit en diffusion dans une direction quelconque, auquel cas on observe une diminution du courant diffusé / 10 /. Il est donc nécessaire si l'on désire travailler en transmission, d'éliminer à la sortie de la cellule tous les électrons ayant subi une déviation, c'est-à-dire d'obtenir un faisceau dont l'ouverture soit de quelques centièmes de radians.

- Enfin, la dernière difficulté provient du fait que la pression du gaz est considérable (entre 10^{-1} et 10^{-4} torr) et, qu'il faut donc obtenir une excellente étanchéité entre la cellule et l'enceinte car le fonctionnement du canon, des analyseurs, et du multiplicateur d'électrons est rapidement perturbé aux pressions supérieures à 10^{-3} torr.

Il y a donc un double intérêt à travailler avec de faibles ouvertures dans la cellule : la collimation du faisceau et l'étanchéité en sont améliorées.

V.2 - Premiers essais

Comme nous l'avons signalé au début du Chapitre I, notre appareil étant essentiellement destiné aux études de surfaces, nous n'avons pas calculé d'optique particulière pour l'injection et l'extraction du faisceau dans la cellule.

Nous avons néanmoins réalisé un premier essai en limitant l'ouverture à la sortie par un trou de 0,5 mm de diamètre, ce qui, compte tenu du trou d'entrée de l'analyseur donnait une ouverture angulaire de 0,1 radian (figure 67).

En balayant sur le potentiel de la cellule, nous avons observé pour une tension de 18,530 V par rapport au filament un pic en transmission (figure 68) dont la largeur était de 70 mV environ.

Le rapport signal sur bruit n'est cependant pas excellent. Ceci provient du fait que la pression dans la cellule était très faible (quelques 10^{-4} torrs) car nous n'avons pas encore réalisé une bonne étanchéité entre la cellule et l'enceinte, en effet comme on peut le constater sur la figure 67, l'entrée de la cellule était une fente de (0,7 x 4 mm) et il n'était donc pas possible de réaliser une différence de pression appréciable.

D'autre part, nous avons essayé de remplacer la fente d'entrée par un trou, mais le fonctionnement du sélecteur s'est trouvé perturbé d'une façon importante par la réflexion des électrons au dessus et en dessous du trou de la cellule.

La seule solution possible pour améliorer l'observation de ce genre de phénomènes est l'adjonction à la sortie du sélecteur d'une lentille électrostatique qui permet de transporter sur la face d'entrée de la cellule l'image du plan de sortie de celui-ci.

Quant à la valeur trouvée de 18,530 V, on peut vérifier, en se reportant aux valeurs de polarisation du sélecteur que l'ordre de grandeur est raisonnable, compte tenu des différences de potentiel de contact par rapport au filament.

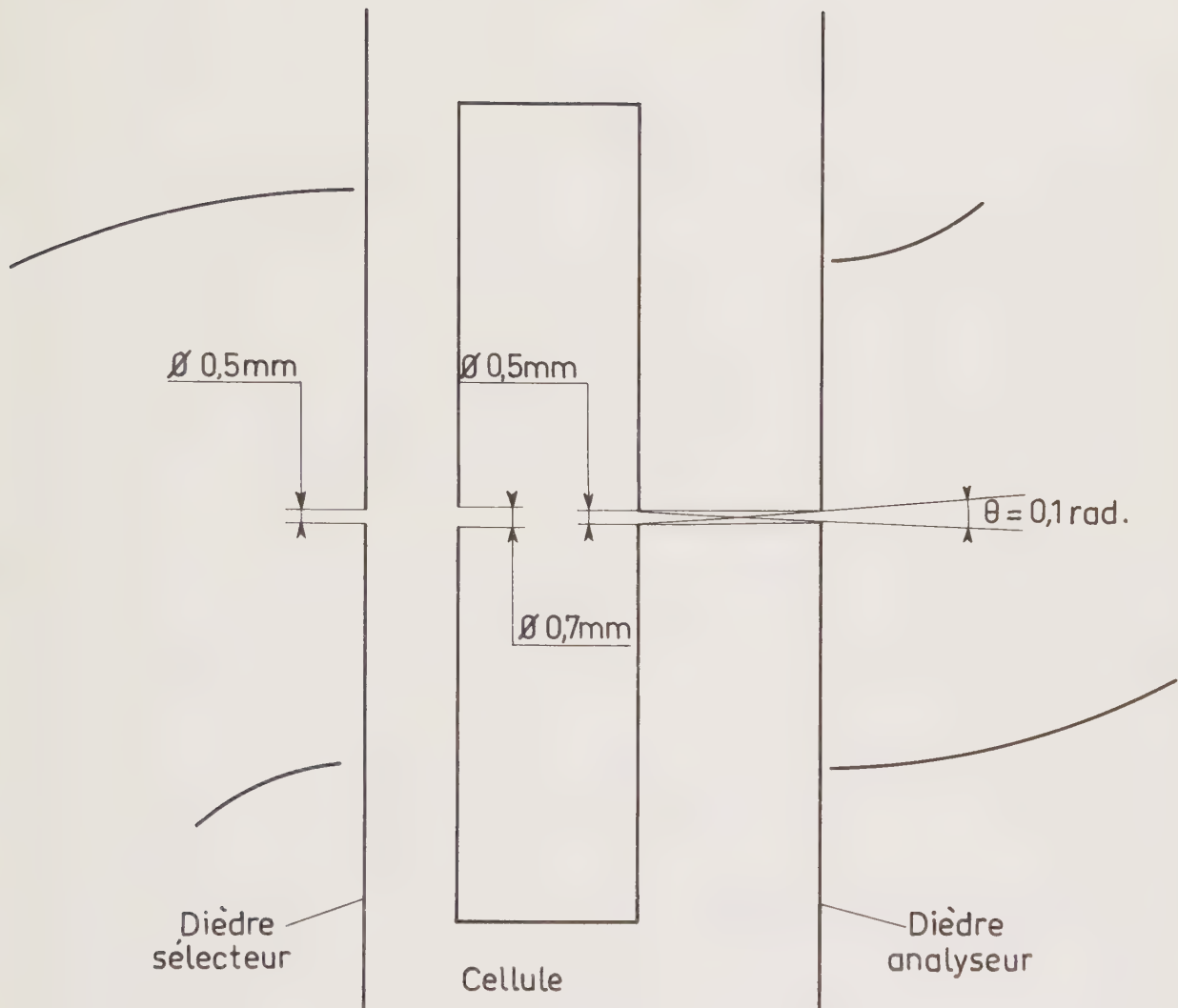


Figure 67 - Montage de la cellule.



Figure 68 - Résonance de l'hélium sans optique d'extraction.

Nous avons pour le sélecteur :

$$\left. \begin{array}{l} V_1 = 1 \text{ V} \\ V_2 = -0,1 \text{ V} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \Delta V = 1,1 \text{ V} \\ V_M = 0,5 (1 - 0,1) = 0,45 \text{ V} \end{array}$$

Soit avec la formule (II. 24) :

$$V_R = \frac{V}{0,811} = \frac{1,10}{0,811} = 1,36 \text{ V}$$

et $V_M = 0,45 \text{ V}$

soit $V_O = 1,36 - 0,45 = 0,91 \text{ V}.$

et $E = 18,530 + 0,91 = 19,44 \text{ V}$

Cette valeur est proche de la valeur réelle (19,31 V) et confirme la bonne approximation de la valeur de V_0 .

Cette mesure est importante, car elle permettra pour l'étude des phénomènes de surface, par exemple, de connaître avec une bonne exactitude la valeur réelle de l'énergie V_R des électrons grâce à la détermination de la valeur V_0 et d'étalonner l'appareil en valeur absolue.

V.3 - Adjonction d'un système optique entre le sélecteur et l'analyseur

Nous avons pensé qu'il était possible d'augmenter la sensibilité de la mesure en ajoutant une optique de focalisation entre la cellule et le sélecteur. Dans ce but, nous avons réalisé le montage de la figure 69 à partir d'un canon d'oscilloscope - identique à celui qui est utilisé en amont du sélecteur - que nous avons modifié (figure 69). Comme on le constate sur la figure, le système se compose d'une lentille à la sortie du sélecteur, qui renvoie sur la face d'entrée de la cellule l'image du plan de focalisation de celui-ci. Des plaques destinées au recentrage du faisceau permettent, au moyen d'un champ électrostatique, de palier les défauts d'alignement mécanique. A la sortie de la cellule, une deuxième lentille électrostatique à deux ouvertures circulaires, reforme, dans le plan d'entrée de l'analyseur, l'image de la cellule.

Les mesures font apparaître des résolutions identiques à celles du montage précédent : une largeur totale de 40 mV en double analyse a été enregistrée (figure 70), les valeurs du courant sont toutefois légèrement inférieures, car le trajet optique s'est trouvé allongé par rapport au précédent.

La mise en évidence de la résonance élastique de l'hélium a également été observée avec cette fois, une sensibilité nettement accrue (figure 71).

Cette expérience constitue en outre une vérification de la précédente, car avec un système optique très différent, nous avons pu observer le même phénomène à la même énergie.

Notons enfin que le pic secondaire de gauche qui a également été observé dans les expériences précédentes, ne semble pas avoir été remarqué par d'autres auteurs ; il s'agit probablement d'un pic "instrumental" comme celui que SCHULZ a observé dans ses expériences sur les niveaux de vibration de l'azote / 12 /.

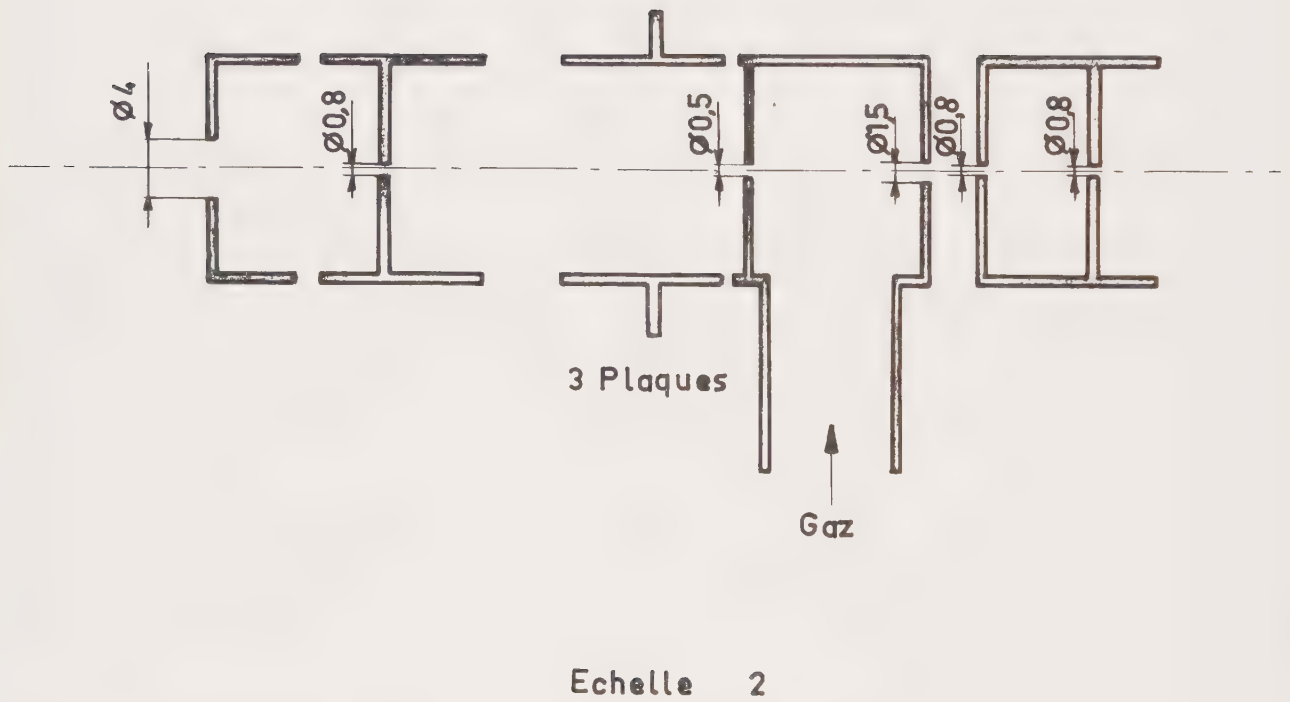


Figure 69 - Optique d'extraction.

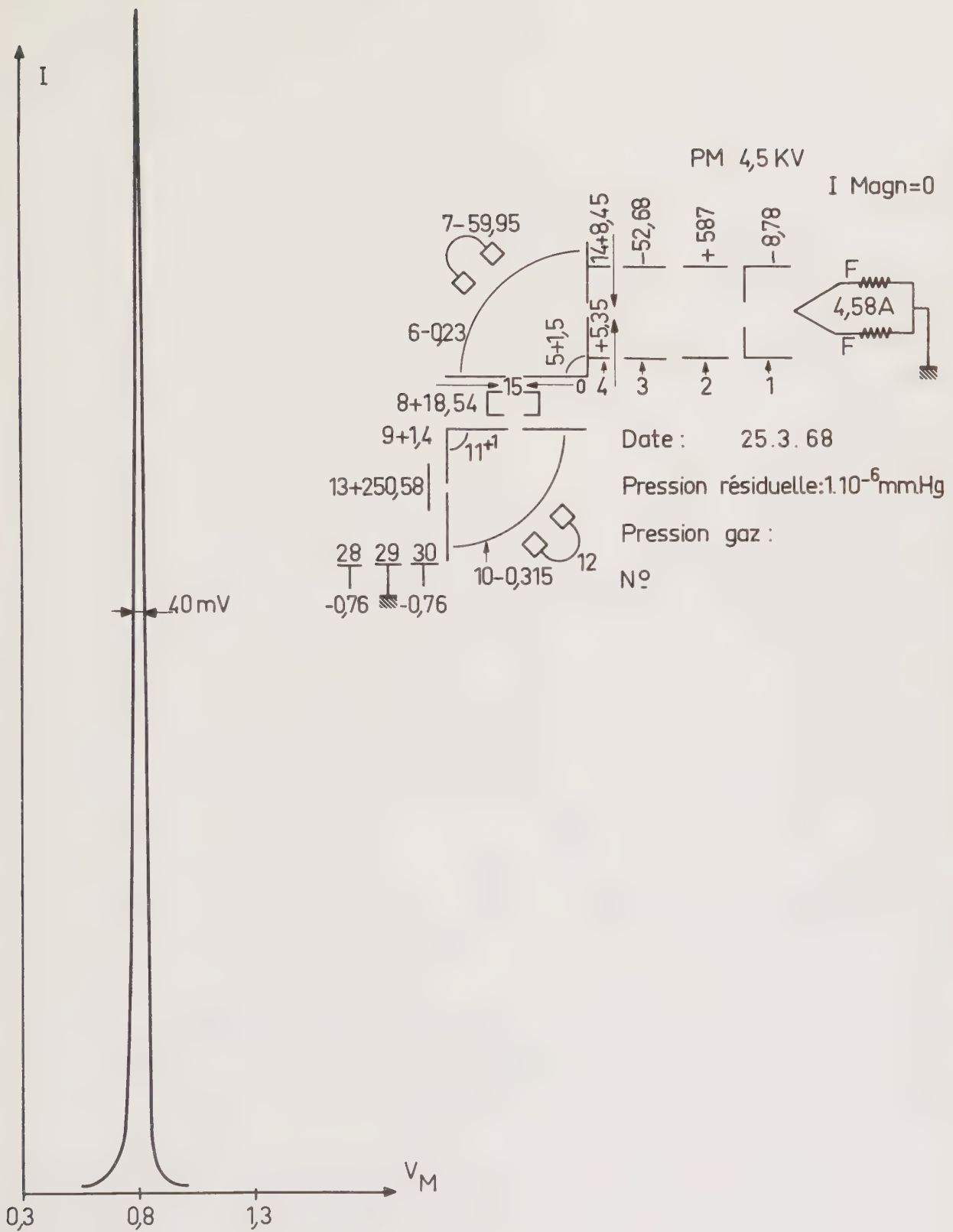


Figure 70 - Courbe de réponse avec optique d'extraction.

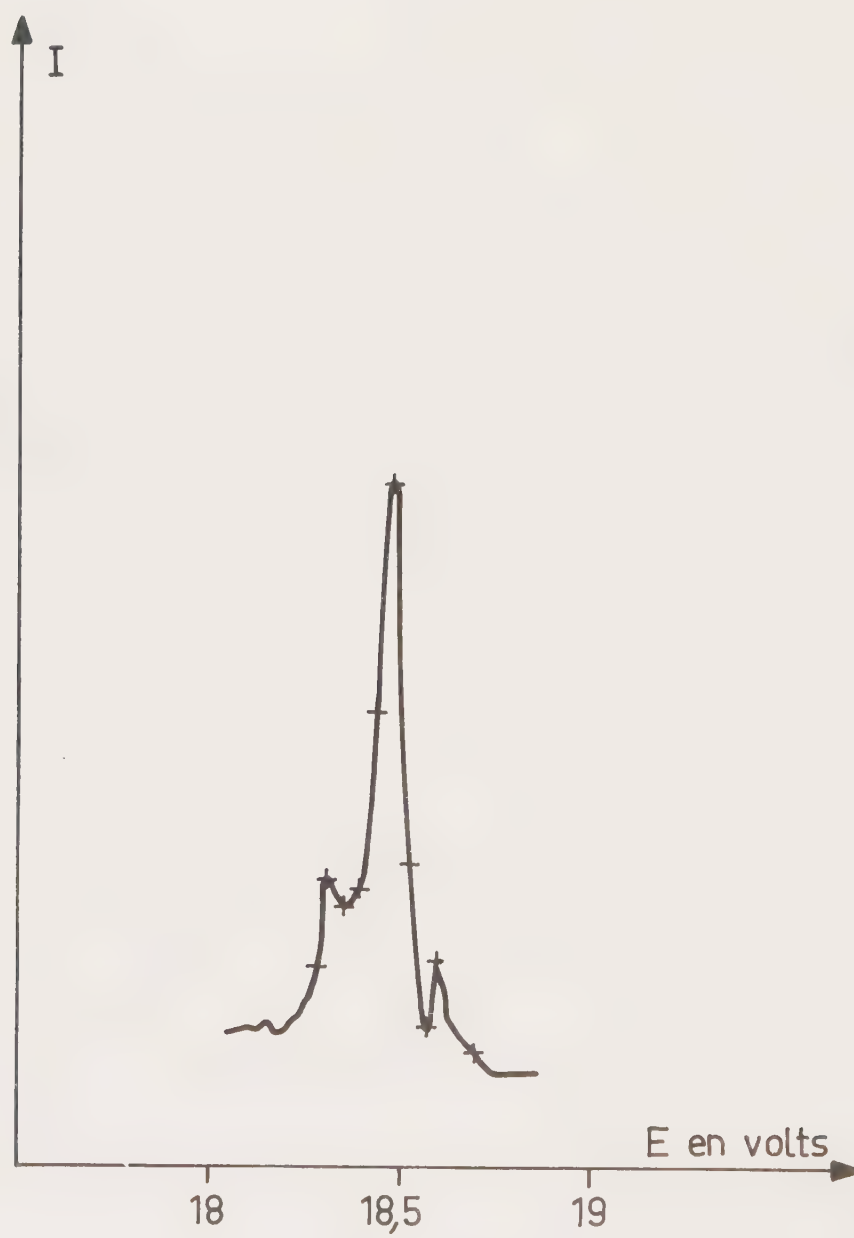


Figure 71 - Résonance dans l'hélium avec optique d'extraction.

- CHAPITRE VI -

CONCLUSION

Au terme de cette étude, nous en dégageons deux points essentiels :

VI.1 - Facteurs limitant la résolution

Depuis la publication de MARMET / 3 / il a généralement été reconnu qu'un sélecteur électrostatique ne pouvait atteindre des faibles valeurs de résolution sans l'adoption des parois cylindriques semi-transparentes (grilles). Cette hypothèse paraissait d'autant plus vraisemblable qu'avec son appareil dépourvu de grilles, CLARKE / 4 / n'a pu obtenir qu'une médiocre résolution : 200 mV contre 50 mV pour MARMET .

En partant d'une analogie avec le dispositif de SIMPSON / 21 / à symétrie sphérique, nous avons pu montrer théoriquement qu'un appareil semblable à celui de CLARKE pouvait atteindre des performances comparables à celui de MARMET : 35 mV de résolution pour une énergie de 1 volt.

De plus, nous avons recherché les causes possibles de limitation de la résolution en particulier, l'origine des phénomènes de charge d'espace, à l'intérieur et à l'extérieur du faisceau.

Nous avons montré théoriquement et vérifié expérimentalement que la perturbation la plus importante était due aux faces d'entrée et de sortie, et que, par conséquent les parois semi-transparentes de MARMET sont rendues indispensables lorsque les faces du diédre sont planes ce qui en fait a été le cas général jusqu'à présent.

Nous avons enfin vérifié expérimentalement que l'utilisation d'une optique d'injection et d'extraction améliorerait considérablement les performances de l'appareil, y compris bien entendu les conditions d'exploration en énergie.

VI.2 - Décalage de l'origine des potentiels

Une étude précise du fonctionnement des différentes parties du dispositif : canon-sélecteur-cellule-analyseur, a montré qu'à la sortie du sélecteur, le faisceau électronique, tout en étant "monocinétique", était doué d'une "mémoire" dans la mesure où son énergie dans un volume équipotentiel (la cellule par exemple) était différente du potentiel de ce volume par rapport au point d'émission sur le filament ; la différence prend donc en compte le potentiel du point d'émission ainsi que la dispersion thermique et devient finalement une fonction des paramètres de réglage du sélecteur (V_M et ΔV). Cette importante constatation montre d'une part que l'éta-lonnage en énergie n'est valable que pour un réglage donné du sélecteur, et d'autre part, que la zone d'émission sur le filament doit être équipotentielle. En effet, si deux électrons sont émis à des potentiels différents (par suite par exemple de la chute de potentiel due à la tension de chauffage du filament) ils peuvent être compte tenu de la dispersion thermique monocinétiques dans la fente de sortie du sélecteur mais vus de la cellule qui est polarisée par rapport à un point du filament, ils auront des énergies différentes.

Cette remarque très importante explique pourquoi, même avec un excellent sélecteur il peut être impossible de réaliser une mesure physique dans la cellule.

L'utilisation d'un canon à électrons est donc, souhaitable à cet égard à condition toutefois de focaliser sur l'extrémité du filament dans le cas où celui-ci est en pointe.

Nos mesures expérimentales ont confirmé cette conclusion : nous avons constaté que le bon réglage du canon était un facteur essentiel pour l'obtention d'une bonne résolution, et qu'une mauvaise polarisation de celui-ci entraînait un élargissement du pic de sortie.

L'appareil réalisé à partir de notre étude théorique a permis d'obtenir une résolution de 27 mV pour un courant de quelques 10^{-10} A.

- BIBLIOGRAPHIE -

- 1 - DWIGHT A. HUTCHINSON
J. Chem. Phys. 24, 828 A, 1956.
- 2 - J. AROL SIMPSON
R.S.I. 35, 1698, 1964.
- 3 - MARMET , KERWIN
Can. J. Phys. 38, 787, 1960.
- 4 - CLARKE
Can. J. Phys. 32, 765, 1954.
- 5 - PERESSE
Physics Letters, 25 A, 773, 1967.
- 6 - BARAT, BAUDON , BLIMAN
Journal de Physique, 28, 363, 1967
- 7 - KUYATT, SIMPSON
Phys. Rev. 138, 2 A, 385, 1965.
- 8 - FORNER, NALL
Phys. Rev. 122, 512, 1961.
- 9 - LASSETTRE
J. of Chemical Phys. 40, 1232, 1963.
- 10 - SCHULZ
Phys. Rev. Letters, 10, 104, 1963.
- 11 - SCHULZ
Phys. Rev. 125, 229, 1962.

- 12 - PROPST et PIPER
J. of Vac. Sci. and Technology, 4, 53, 1967.
- 13 - CASTAING
C.R. Acad. Sci. 255, 76, 1962.
- 14 - LEGLER
Z. Phys. 171, 424, 1962.
- 15 - PURCELL
Z. Phys. 171, 424, 1962.
- 16 - LASETTRE
J. of Chem. Phys. 40, 1271, 1964.
- 17 - KLEMPERER
Electron Optics, Cambridge, Univ. Press. 1953,
- 18 - YARNOLD, BOLTON
J. Sci. Inst. 26, 38, 1949.
- 19 - HARROWER
R.S.I. 26, 850, 1955.
- 20 - Y. BALLU
C.R. Ac. Sci. Févr. 1967.
- 21 - HUGHES Mc MILLEN
Phys. Rev. 34, 291, 1929.
- 22 - ADAM
Communication privée.
- 23 - LOHNER
Ann. Phys. Lpz. 6, 66, 1930.
- 24 - KLEMPERER
Electron Optics Cambridge University Press, p. 378
- 25 - SKERBELE LASSETTRE
J. Chem. Phys. 40, 1271, 1964.
- 26 - COTTE
C.R. Ac. Sci. Paris 265, 1388, 1967.

- 27 - BARAT
Colloque National sur la Physique des Collisions, Meudon, Mars 1968.
- 28 - SIMPSON, KUYATT
R.S.I. 34, 265, 1963.
- 29 - KUYATT, SIMPSON
R.S.I. 38, 103, 1967.
- 30 - Y. BALLU
Revue de Physique Appliquée, 3, 46, 1968.

Manuscrit reçu le 25 Septembre 1968

- TABLE DES MATIERES -

	<u>Pages</u>
- <u>CHAPITRE I</u> - INTRODUCTION	3
I. 1 - Intérêt des analyseurs à électrons lents	3
I. 2 - Revue des différents appareils de filtrage, analyse des électrons	4
I. 2. 1 - Les analyseurs à symétrie sphérique	4
- Calculs	4
- Réalisations	7
I. 2. 2 - Les analyseurs à symétrie plane	9
- Calculs	9
- Réalisations	14
I. 2. 3 - Les analyseurs à symétrie cylindrique	19
- Calculs 1er ordre	19
- Réalisations	21
I. 3 - Tableau comparatif	25
<u>CHAPITRE II</u> - ETUDE THEORIQUE D'UN ANALYSEUR CYLINDRIQUE	29
II. 1 - Les équipotentielles	29
II. 2 - Calculs en l'absence de charge d'espace	32
II. 2. 1 - Equation rigoureuse de mouvement	32
II. 2. 2 - Tracé des trajectoires	33
II. 3 - Calculs en charge d'espace	34
II. 3. 1 - Charge d'espace globale	34
II. 3. 2 - Charge d'espace dans le faisceau	37

II. 3. 3 - Equation du mouvement	37
II. 3. 4 - Trajectoires	40
II. 4 - Détermination théorique de la résolution	40
II. 5 - Calculs en présence d'un champ magnétique coaxial	46
II. 6 - Diagramme de fonctionnement	48
II. 6. 1 - Sans champ magnétique	48
II. 6. 2 - Avec champ magnétique	50
II. 7 - Etude de l'injection	51
II. 7. 1 - L'injection	51
II. 7. 2 - Les fentes de sortie	52
II. 7. 3 - Le problème des grilles	54
- <u>CHAPITRE III</u> - REALISATION	59
III. 1 - Réalisation mécanique	59
III. 2 - Disposition de l'ensemble	68
III. 3 - Montage électrique	69
- <u>CHAPITRE IV</u> - MISE AU POINT	73
IV. 1 - Mesures en montage simple	73
IV. 2 - Caractéristiques de fonctionnement, étalonnage	75
IV. 3 - Spectre d'émission, mesure directe de V_0	80
IV. 4 - Transmission	84
IV. 5 - Résolution	85
IV. 6 - Etude des grilles	88
- <u>CHAPITRE V</u> - MESURES PHYSIQUES	95
V. 1 - Mise en évidence de la raie de résonance de He_2	95

V.2 - Premiers essais	96
V.3 - Mesures avec une optique d'extraction	99
- <u>CHAPITRE VI</u> - CONCLUSION	103
VI.1 - Facteurs limitant la résolution	104
VI.2 - Décalage de l'origine des potentiels	104
- BIBLIOGRAPHIE	105
- TABLE DES MATIERES	109

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

VU ET APPROUVE :
ORSAY, LE 28 MAI 1968

LE DOYEN DE LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
G. POITOU

VU
ET PERMIS D'IMPRIMER :
LE RECTEUR DE L'ACADEMIE
DE PARIS,
Jean ROCHE

